



Photométrie différentielle de supernovae de type Ia lointaines (0.5

Julien Raux

► To cite this version:

Julien Raux. Photométrie différentielle de supernovae de type Ia lointaines (0.5. Cosmologie et astrophysique extra-galactique [astro-ph.CO]. Université Paris Sud - Paris XI, 2003. Français. NNT : . tel-00003726

HAL Id: tel-00003726

<https://theses.hal.science/tel-00003726>

Submitted on 6 Nov 2003

HAL is a multi-disciplinary open access archive for the deposit and dissemination of scientific research documents, whether they are published or not. The documents may come from teaching and research institutions in France or abroad, or from public or private research centers.

L'archive ouverte pluridisciplinaire **HAL**, est destinée au dépôt et à la diffusion de documents scientifiques de niveau recherche, publiés ou non, émanant des établissements d'enseignement et de recherche français ou étrangers, des laboratoires publics ou privés.

THÈSE de DOCTORAT de L'UNIVERSITÉ PARIS XI

présentée par

JULIEN RAUX

en vue de l'obtention du grade de Docteur de l'Université paris 11

Spécialité : Champs, Particules, Matières

Photométrie différentielle de supernovæ de type Ia lointaines
($0.5 < z < 1.2$) mesurées avec le télescope spatial Hubble et
estimation des paramètres cosmologiques



Soutenue le 9 octobre 2003, devant le jury composé de

MM.	Pierre	Astier	Directeur de thèse
	James	Rich	Rapporteur
	Mike	Irwin	Rapporteur
	Brigitte	Rocca	Présidente du jury
	Jean-Eudes	Augustin	Examineur
	Réza	Ansari	Examineur

A Jean et Jeanine,

Remerciements

La question étant comment n'oublier personne dans ces remerciements, je commencerais donc par remercier tout ceux que je vais oublier dans la suite.

*Je tiens
ici à dire
un grand merci
à tout ceux qui m'ont épau-
ler tout au long de ma thèse : en
premier lieu, Pierre Astier pour avoir
accepté de diriger mon travail pendant
ces trois années , Reynald Pain qui
m'a accueilli dans le groupe FROGS et
pour ses nombreux conseils ; Kyan
Schamaneche avec qui j'ai pu, outre
un bureau, partager mes doutes et mes
questions ; Delphine Hardin qui m'a
permis au début de ma thèse d'entrer
en douceur dans les arcanes de notre
crapaud favori et enfin Sébastien Fabbro
(make_lightcurve Guru) qui m'a enseigné la
maîtrise de cet art mar- tial qu'est la
construc- tion de
courbe de
lu- mière au sol.*

Je tiens ensuite à témoigner ma reconnaissance à tous ceux qui ont lut et relut ma thèse ; je commencerais par mes deux rapporteurs : James Rich et Mike Irwin, qui ont, malgré la distance et la barrière de la langue, par leurs commentaires permit d'éclaircir un certain nombre de points de physique et de réduction, Christophe Balland qui m'a guidé dans mes lectures de cosmologie, mes relecteurs hawaiiens qui m'ont apporté leur regard extérieur : Jean-Charles Cuillandre et sa connaissance des détails de sa caméra 12k, Christian Veillet et Geneviève Soucail.

Je suis particulièrement reconnaissant à Jean-Eudes Augustin de m'avoir accueilli dans son laboratoire et d'avoir accepté d'être membre de mon jury, Réza Ansari et Brigitte Rocca qui a accepte de présider ce jury.

Je souhaite enfin exprimer ma profonde gratitude à tous les gens qui m'ont entouré durant ces trois années :

Tous les membres du CFHT avec qui j'ai pu interagir : Eugene Magnier, qui m'a permis de comprendre les détails de la calibration de la 12k, Rusty notre guide lors de nos longues nuits en haut du Mauna Kea lors des nuits d'observations, Thierry Forveille, Pierre Martin et Josh Shapiro, organisateur et astronome de nos observations avec le CFHT. Sidik et Kanoa qui m'ont plus d'une fois sorti de mes problèmes de compilation, de disques cassés ou de données perdues.

Les membres du service informatique du LPNHE, en particulier, Jean-Louis Gorrand, Madjid et Evelyne Lebreton pour leur disponibilité et leur gentillesse.

Mes petits camarades de la coupole, les nouveaux : Bruno, Claire, Delphine, Guillaume, Julie, Manu, Pierre et ceux qui en sont partis : Farid, Sébastien pour tous ces petits échanges au quotidien qui a permis une ambiance de travail des plus agréable.

Hervé Lafoux pour son érudition en PAW et Guillaume Blanc pour tous les petits trucs en \LaTeX pour faire de jolis thèses et présentations.

David James et son soutien et les quelques instants de détente lors des dernières semaines de rédaction.

Laurent Le Guillou pour la plus jolie figure de ma thèse et nos longues soirées dans la coupole.

Mon père pour avoir été là à deux moments importants : mon inscription et mon dernier diplôme de la faculté d'Orsay.

Ma mère pour avoir cru en nous depuis si longtemps, et de croire toujours.

Greg, tu sais tout, je t'ai déjà tout dit.

Jannie...

Table des matières

Liste des figures	v
Liste des tableaux	x
I Quelques notions théoriques	3
1 Éléments de cosmologie	5
1.1 Introduction	5
1.2 Les équations d'Einstein	5
1.3 La métrique de Robertson et Walker	6
1.3.1 L'isotropie de l'univers	6
1.3.2 L'homogénéité de l'univers	7
1.3.3 La métrique de Robertson-Walker	7
1.4 Le décalage vers le rouge et l'expansion de l'univers	8
1.5 Le contenu énergétique de l'univers	11
1.6 Les équations de Friedmann-Lemaître	11
1.7 Les paramètres cosmologiques et la densité critique	12
1.8 La géométrie de l'univers	13
1.9 Recette d'univers	14
1.9.1 Du rayonnement : des photons aux neutrinos...	15
1.9.2 De la matière ordinaire à la matière noire...	16
1.9.3 Du rien : de la constante cosmologique à l'énergie noire...	20
1.10 Conclusion	26
2 Mesures de distances en cosmologie	27
2.1 Mesures de distances	27
2.1.1 Le modèle d'univers actuel et les mesures de distance	28
2.1.2 La distance propre	28
2.1.3 La distance de luminosité	28
2.1.4 Retour sur l'énergie noire	30
2.2 Les mesures de distances de luminosité : la pratique	32
2.3 Les corrections aux mesures de flux	34
2.3.1 La correction K	34
2.3.2 L'absorption Galactique	36
2.3.3 Les autres types d'absorption	38
2.3.4 Le biais de Malmquist	39

3	Supernovae – Généralités	41
3.1	Introduction	41
3.2	Historiques	41
3.3	Un peu de zoologie	42
4	Supernovae de type II : Implosions gravitationnelles	45
4.1	L'évolution des étoiles	45
4.2	Le cas des étoiles massives	45
4.3	L'explosion	46
4.4	Après l'explosion	47
5	Les supernovæ de type Ia : Explosions thermonucléaires	49
5.1	La spectroscopie	49
5.2	La photométrie	49
5.2.1	Les courbes de lumière dans le visible	50
5.2.2	Les courbes de lumière bolométriques	51
5.2.3	La luminosité absolue	52
5.2.4	Observations dans les autres domaines spectraux	54
5.2.5	Taux d'explosion	54
5.3	La théorie confrontée aux observations	54
5.3.1	Un soupçon d'évolution stellaire...	55
5.3.2	Physique de la naine blanche	55
5.3.2.1	Les conditions au sein de la naine blanche	55
5.3.2.2	Bilan énergétique	57
5.3.3	Vers l'explosion thermonucléaire...	58
5.3.4	Les contraintes sur les modèles	59
5.3.5	Les systèmes progéniteurs	59
5.3.5.1	L'évolution pré-supernova des naines blanches en système binaire	61
5.3.5.2	Explosion en dessous de la masse de Chandrasekhar	61
5.3.5.3	Deux naines blanches : système doublement dégénéré	61
5.3.5.4	Explosion à la masse de Chandrasekhar	61
5.3.6	Vers l'ignition de l'explosion	64
5.3.7	Les modèles d'explosion	64
5.3.8	Physique de l'explosion	65
5.3.8.1	Mécanismes de détonation	65
5.3.8.2	Mécanismes de déflagration	65
5.3.8.3	Les instabilités hydrodynamiques de la flamme	66
5.3.9	La propagation de l'explosion	66
5.3.9.1	La détonation	66
5.3.9.2	La déflagration turbulente	66
5.3.9.3	La détonation retardée	68
5.3.9.4	Détonation retardée pulsante	69
5.3.10	Les modèles plus exotiques	69
5.3.10.1	Modèles en dessous de la masse de Chandrasekhar	69
5.3.10.2	Coalescence de deux naines blanches	70
5.3.11	Conclusion sur les modes d'explosion	70
5.3.12	Modélisation des courbes de lumière	70
5.3.12.1	Transport radiatif	70

5.3.12.2	Énergétique de l'explosion	71
5.3.12.3	Conclusion	72
6	Supernovae de type Ia et mesures des paramètres cosmologiques	73
6.1	La “standardisation” des supernovæ de type Ia	73
6.2	Courbes de lumière et mesure de distances	77
6.3	L'étude des systématiques	78
6.3.1	Évolution	78
6.3.2	Poussières grises	79
6.3.3	Biais de Malmquist	81
6.3.4	Effet de lentille gravitationnelle	82
6.3.5	Conclusion sur les effets systématiques	82
6.4	Conclusion	82
II	Observations et traitement d'image	85
7	Détection	87
7.1	Contexte expérimental et instrumentation	88
7.1.1	Modèle de photométrie de supernova	88
7.2	Les observations	90
7.2.1	L'instrument CFH12K	91
7.3	La chaîne de détection	95
7.4	La méthode classique	96
7.4.1	Prétraitement	96
7.5	Le traitement des images	103
7.5.1	Alignement et rééchantillonnage des images	104
7.5.2	La construction des images profondes	105
7.6	La soustraction	111
7.6.1	Homogénéisation des PSFs	111
7.7	La détection	112
7.7.1	Convolution et première détection	113
7.7.2	Estimation des paramètres des objets détectés et coupures	113
7.8	Efficacité de détection et simulation de supernovæ	115
7.9	L'inspection visuelle	116
7.10	L'identification spectrale	117
7.11	Le suivi photométrique	118
7.12	Campagne de recherche du printemps 2001	119
7.13	La recherche glissante : une nouvelle stratégie de détection	121
7.14	Conclusion	122
8	La photométrie des supernovæ	123
8.1	La photométrie : quelques définitions	124
8.1.1	La photométrie d'ouverture	125
8.1.2	La photométrie pesée	126
8.1.3	La recette	126
8.2	Qualités et défauts des images de suivi	127
8.2.1	Au sol	127

8.2.2	Dans l'espace	128
8.2.2.1	Avantages	128
8.2.2.2	Inconvénients	129
8.3	Photométrie différentielle et construction des courbes de lumière	131
8.3.1	Au sol	132
8.3.2	Dans l'espace	136
8.3.2.1	Les observations	136
8.3.2.2	Collecte et prétraitement des images	137
8.3.2.3	Traitement des images et indexation des images	137
8.3.3	La photométrie spatiale avec HuPhot	137
8.3.3.1	La photométrie avec HuPhot	137
8.3.4	Construction des courbes de lumière spatiales	145
8.3.5	Construction des courbes de lumière	149
8.3.6	Conclusion sur la photométrie spatiale	153
8.4	Calibration absolue de la photométrie	154
8.4.1	Calibration primaire	155
8.4.2	Points zéros des images de calibration primaire	158
8.4.3	Correction de masse d'air	159
8.4.4	Propagation des points zéros aux références photométriques	159
8.4.5	Correction de couleur	160
8.4.6	Contrôle de la calibration	162
8.4.7	Précision de la calibration	163

III Analyse 165

9 Modélisation et ajustement des courbes de lumière 167

9.1	Quelques définitions	167
9.1.1	Le maximum de luminosité	167
9.1.2	Le facteur d'étirement	168
9.1.3	Magnitude au maximum	168
9.2	Construction des patrons de courbe de lumière	169
9.2.1	Construction des filtres effectifs	169
9.2.2	Le modèle de supernova	172
9.2.3	Simulation de la cosmologie	173
9.2.4	Le modèle de courbe de lumière	173
9.2.5	L'extinction Galactique	173
9.3	Ajustement des courbes de lumière	174
9.3.1	L'ajustement	174
9.3.2	Les corrections K	177
9.4	Contrôle de la procédure d'ajustement	178
9.5	Conclusion	180

10 Diagramme de Hubble et cosmologie 185

10.1	Construction du lot de supernovæ proches	186
10.1.1	Le lot	186
10.1.2	Sélection	186
10.1.3	Ajustement et estimations des paramètres des courbes de lumière	186

10.2	Les mesures de distance des supernovæ proches	188
10.2.1	Diagramme de Hubble B	189
10.2.2	Diagramme de Hubble en U	193
10.2.3	Comparaison des estimateurs de distance en U et en B	195
10.3	Diagramme de Hubble en B à grands décalages vers le rouge	197
10.3.1	Estimation des paramètres des courbes de lumière	197
10.3.2	Diagramme de Hubble en B	198
10.3.3	Contrôle de l'ajustement	200
10.4	Diagramme de Hubble en U à grands décalages vers le rouge	201
10.4.1	Estimation des paramètres des courbes de lumière	201
10.4.2	Diagramme de Hubble	203
10.4.3	Contrôle de l'ajustement	203
10.5	Effets systématiques	204
10.5.1	Comparaison des couleurs des supernovæ proches et lointaines	205
10.5.2	Biais de Malmquist	206
10.5.3	conclusion sur les systématiques	207
10.6	Conclusion	207
IV	Annexe	211
A	Magnitudes et filtres standards en astronomie	213
A.1	Définition des magnitudes	213
A.2	Les catalogues photométriques de référence	215
A.3	Estimation du point zéro	215
A.4	Les corrections de masse d'air	215
A.5	Les corrections de filtres et les filtres standards	216
A.6	Détermination de la magnitude d'une source : la pratique	218
B	Les supernovæ lointaines	221
B.1	2000fr	221
B.2	2001gn	227
B.3	2001go	233
B.4	2001gq	239
B.5	2001gy	245
B.6	2001hb	251
C	Supernovæ proches	257
C.1	Les fiches d'identités des supernovæ	257
C.2	L'ajustement des courbes de lumière	257

Table des figures

1.1	Carte des anisotropies du CMB	6
1.2	Sondage 2dF	7
1.3	Évolution typique des densités de rayonnement, de matière et de Λ	12
1.4	Taille Angulaire de la surface de dernière diffusion pour le CMB	15
1.5	Spectre de puissance du CMB obtenu par WMAP	16
1.6	Courbe de rotation des galaxies spirales NGC2403 et NGC2841	18
1.7	Simulation Virgo	19
1.8	Contour de confiance dans le plan $(\Omega_M, \Omega_\Lambda)$ du SCP	21
1.9	Ellipse de confiance dans le plan (ω, Ω_M) pour univers plat	24
1.10	Contour de confiance dans le plan (Ω_M, ω_X) pour SNAP	26
2.1	Distance de luminosité en fonction du décalage vers le rouge	30
2.2	Tangente de l'angle de dégénérescence $(\Omega_M, \Omega_\Lambda)$ comme fonction de z	31
2.3	Diagramme de Hubble publié par le SCP	33
2.4	Correction pour une supernova de type Ia à un décalage vers le rouge de 0.5	35
2.5	Carte des poussières interstellaires de la Galaxie	38
2.6	Loi d'extinction Galactique	39
2.7	Biais de Malmquist	40
3.1	Classification des supernovæ	43
3.2	Courbes de lumière comparées des supernovæ	43
3.3	Spectres comparés des différents types de supernovæ	44
4.1	Structure en "pelure d'oignons" d'une étoile massive	46
4.2	supernova 1987A	47
5.1	Raie en profil P-Cygni.	50
5.2	Spectre typique de SN Ia au maximum de luminosité.	51
5.3	courbes de lumière de 1998bu	52
5.4	Dispersion des courbes de lumière en B	53
5.5	Courbe de lumière bolométrique de sn1992bc	53
5.6	Diagramme HR	56
5.7	Système binaire en accrétion	60
5.8	Évolution vers une supernova de type Ia d'un système binaire	62
5.9	Évolution vers une supernova de type Ia d'un système binaire	63
5.10	Simulation de déflagration	67
5.11	Simulations d'une déflagration suivant le nombre de points d'allumage.	68
5.12	Comparaison entre la courbe de lumière d'une SNIa et décroissance ^{56}Ni , ^{56}Co	72

6.1	Corrélation entre le facteur d'étirement et luminosité au maximum des SNIa	75
6.2	Définition du facteur d'étirement	76
6.3	Diagramme de Hubble en B de SNIa en fonction du type de leur Galaxie	77
6.4	Comparaison des spectres de supernovæ proches et 1997ap à $z = 0.83$	80
6.5	Comparaison des facteurs d'étirement pour les supernovæ proches et lointaines . . .	81
6.6	Résidus de différents modèles cosmologiques par rapport à un univers vide	82
7.1	La caméra CFH12K du CFHT et ces filtres et efficacités quantiques	91
7.2	Comparaison des filtres observationnels et du filtre B pour une supernova à $z = 0.45$. . .	92
7.3	Comparaison des filtres observationnels et du filtre B pour une supernova à $z = 0.9$. . .	93
7.4	z limite en fonction de la coupure en signal sur bruit pour la CFH12K dans le filtre I . . .	94
7.5	z limite en fonction du temps d'exposition pour la CFH12K dans le filtre I	95
7.6	Stratégie classique de recherche	96
7.7	Rapports de fond de ciel nocturne et crépusculaire pour deux CCDs de la CFH12K . . .	98
7.8	Illustration de la correction d'efficacité quantique	99
7.9	Comparaison des images avant et après soustraction des franges	100
7.10	Histogramme des pixels d'une image CFHT	101
7.11	Profil radial d'une étoile	102
7.12	Discriminations des étoiles	103
7.13	Histogramme pour le calcul des translations entre images.	105
7.14	Résidus des transformations géométriques	106
7.15	Variation du profil d'une étoile en fonction du seeing	108
7.16	Exemple de carte de poids pour une image MegaCam	110
7.17	Résultats d'une coaddition : image profonde et carte de poids	110
7.18	Résidus de soustraction en fonction de la distance aux objets	112
7.19	Exemple de soustraction	113
7.20	Nombre de candidats dus à des fluctuations statistiques en fonction du S/N	114
7.21	Courbe d'efficacité de détection en fonction de la magnitude	116
7.22	Outils de visualisation de la soustraction	117
7.23	Zoom sur un candidat dans le programme de visualisation	118
7.24	Fiche d'identité d'un candidat.	119
7.25	Supernova de type Ia découverte et suivie en mode de recherche glissante	121
8.1	Illustration des variations de seeing en fonction de l'instrument	127
8.2	PSF du télescope spatial Hubble	129
8.3	Image brute de la WFPC2	130
8.4	Distorsions de la caméra ACS	131
8.5	Historique des instruments présents dans le plan focal du télescope spatial Hubble . .	132
8.6	Exemple de courbe lumière obtenue par ajustement simultanée	135
8.7	Courbe de lumière au sol de 2001go	136
8.8	Interaction des photons dans un CCD éclairé par l'avant.	138
8.9	Pull de reconstruction des flux HST par ajustement de PSF	140
8.10	Résidus de reconstruction des positions par barycentre pesée	141
8.11	Résidus de la reconstitution des flux HST en fonction du flux simulé	142
8.12	Pull de la reconstruction des flux par flux d'ouverture pour les images HST	143
8.13	Erreurs photométriques pour des flux d'ouverture et de PSF pour la caméra PC . . .	144
8.14	Résidus d'ajustement de PSF pour WFPC2 dans le cas d'une étoile brillante	144
8.15	Résidus d'ajustement de PSF pour WFPC2 dans le cas d'une étoile faible	145

8.16	Alignement des images de suivi et de référence HST	147
8.17	Rapport photométrique entre les caméras WFPC2 et ACS	148
8.18	Comparaison images de suivi et de référence pour 2001hb	149
8.19	Images de suivi pour 2000fr	150
8.20	Comparaison images de suivi et de référence pour 2001gn	150
8.21	Pixels contenu dans un rayon de 5 pixels centré sur 2001gn	151
8.22	Evolution du flux de 2001gn en fonction du rayon d'ouverture	152
8.23	Évolution du résidus de soustraction en fonction du rayon d'ouverture	153
8.24	Évolution de la l'énergie encerclée en fonction du rayon d'ouverture pour la PC	154
8.25	Courbe de lumière en flux instrumental de 2000fr	155
8.26	Courbe de lumière en flux instrumental de 2001go	156
8.27	Courbe de lumière en flux instrumental de 2001gn	156
8.28	Résidus de soustraction de deux PSFs identiques décalées de 0.2 pixels	157
8.29	Comparaison des magnitudes pour des images prises avec le CFHT	160
8.30	Comparaison des magnitudes pour des images prises avec le CTIO et le VLT	161
8.31	Évolution de la couleur $R - I$ d'une SNIa à un décalage vers le rouge de 0.55	162
9.1	Courbes d'efficacité quantique de la CFH12K comparées au filtre I	170
9.2	Filtres effectifs normalisés de l'instrument WFPC2 du télescope Hubble.	171
9.3	Patron de spectre de supernovæ de type Ia	172
9.4	Courbes de lumière simulées en R et en I pour WFPC2 d'une SNIa à $z = 0.5$	174
9.5	Loi d'extinction Galactique pour des valeurs typiques de $E(B - V)$	175
9.6	Ajustement de la courbe de lumière de 1992bo en B et en I	176
9.7	Ajustement de la courbe de lumière de 1992bo en B et en I	177
9.8	Comparaison de notre modèle de courbe de lumière et celui utilisé par le SCP.	181
9.9	Comparaison des estimations de issues de notre analyse et de	182
9.10	Comparaison des facteurs d'étirement de notre analyse et de celle du SCP	183
9.11	Comparaison de l'absorption dans le filtre B de notre analyse et de celle du SCP	183
9.12	Comparaison de notre estimation de la correction K et de celle du SCP	184
10.1	Distribution des z pour les SNIa proches utilisées pour cette analyse	187
10.2	Distribution des couleurs pour les supernovæ proches utilisées dans cette analyse	188
10.3	Distribution des facteurs d'étirement pour les supernovæ proches de cette analyse	189
10.4	Courbe de lumière de 1998de	190
10.5	Écart en magnitude des sne Ia au modèle d'univers vide	190
10.6	Diagramme de Hubble en B sans correction du facteur d'étirement ni de la couleur	191
10.7	Corrélation entre les résidus du diagramme de Hubble en B et le facteur d'étirement	192
10.8	Corrélation entre les résidus du diagramme de Hubble en B et la couleur au maximum	192
10.9	Diagramme de Hubble en B corrigé pour le facteur d'étirement et la couleur	193
10.10	Filtre R et I observateur et U et B supernova à $z = 1.1$	194
10.11	Diagramme de Hubble en U pour un lot de 15 supernovæ proches	195
10.12	Corrélation entre les résidus au diagramme de Hubble en U et le facteur d'étirement	196
10.13	Corrélation entre les résidus au diagramme de Hubble en U et la couleur	196
10.14	Diagramme de Hubble en U corrigé pour la couleur et pour le facteur d'étirement	197
10.15	Comparaison des modules de distance estimés en U et en B.	198
10.16	SNIa proches et lointaines en B dans le diagramme d'écart au modèle d'univers vide	199
10.17	Diagramme de l'écart au modèle d'univers vide pour notre lot de 50 supernovæ	200
10.18	Résidus au diagramme de Hubble pour 46 SNIa proches et 4 lointaines	201

10.19	Résidus et pull au diagramme de Hubble pour 46 SNIa proches et 4 lointaines	202
10.20	Diagramme de Hubble en U pour 12 SNIa proches et 3 lointaines	203
10.21	SNIa proches et lointaines en U dans le diagramme d'écart au modèle d'univers vide	204
10.22	Résidus du diagramme de Hubble en U en fonction des caractéristiques des SNIa . .	205
10.23	Pull des résidus du diagramme de Hubble en U pour 12 proches et 3 lointaines . . .	205
10.24	Comparaison de la couleur $B - V$ des SNIa proches et des lointaines	206
10.25	Comparaison de la couleur $U - B$ des SNIa proches et des lointaines	207
10.26	Biais de Malmquist pour les observations de la campagne 2001	208
A.1	Filtre Standard Johnson-Cousins	217
A.2	Filtre UBVRI de Bessel.	218
A.3	Filtres effectifs de la caméra CFH12K montée sur le CFHT	219
B.1	Spectre de 2000fr	221
B.2	Supernova 2000fr dans la bande I	222
B.3	Courbes de lumière de 2000fr en V, R et en I	225
B.4	Courbes de lumière de 2000fr en V, R et en I	226
B.5	Spectre de 2001gn	228
B.6	Supernova 2001gn dans la bande I	229
B.7	Courbes de lumière de 2001gn en R et en I	231
B.8	Courbes de lumière de 2001gn en R et en I	232
B.9	Spectre de 2001go	233
B.10	Supernova 2001go dans la bande R	235
B.11	Courbes de lumière de 2001go en R et en I	237
B.12	Courbes de lumière de 2001go en R et en I	238
B.13	Spectre de 2001gq	239
B.14	Supernova 2001gq dans la bande R	241
B.15	Courbes de lumière de 2001gq en R et en I	243
B.16	Courbes de lumière de 2001gq en R et en I	244
B.17	Spectre de 2001gy	245
B.18	Supernova 2001gy dans la bande I	246
B.19	Courbes de lumière de 2001gy en R et en I	249
B.20	Courbes de lumière de 2001gy en R et en I	250
B.21	Spectre de 2001hb	252
B.22	Supernova 2001hb dans la bande I	253
B.23	Courbes de lumière de 2001hb en R et en I	255
B.24	Courbes de lumière de 2001hb en R et en I	256

Liste des tableaux

1.1	Résultats du HST Key Project	10
1.2	Équation d'état de l'énergie noire en fonction de sa nature	23
3.1	Fréquence d'apparition des supernovæ dans les différents types de galaxies	44
5.1	Mesure des taux de supernovæ	54
7.1	Liste des coupures appliquées lors de la détection des candidats sur les soustractions	115
7.2	Tableau récapitulatif de la campagne de recherche du printemps 2001 au CFHT	120
7.3	IAUC de la campagne de recherche du printemps 2001	120
8.1	Comparaison des étoiles de champ pour 2001gq	163
9.1	Comparaison des paramètres de la courbe de lumière de 2000fr	179
10.1	Paramètres des courbes de lumière de 2000fr, 2001go, 2001gq et 2001gy	198
10.2	Paramètres des courbes de lumière de 2000fr, 2001gn et 2001hb	202
B.1	Récapitulatif des observations de 2000fr	222
B.2	Récapitulatif des observations avec le télescope spatial Hubble de 2000fr	223
B.3	Magnitudes d'étoiles du champ de 2000fr	223
B.4	Courbe de lumière de 2000fr dans la bande V	223
B.5	Courbe de lumière de 2000fr dans la bande R	224
B.6	Courbe de lumière de 2000fr dans la bande I	224
B.7	Récapitulatif des observations de 2001gn	227
B.8	Récapitulatif des observations avec le télescope spatial Hubble de 2001gn	229
B.9	Magnitudes d'étoiles du champ de 2001gn	230
B.10	Courbe de lumière de 2001gn dans la bande I	230
B.11	Courbe de lumière de 2001gn dans la bande Z	230
B.12	Récapitulatif des observations de 2001go	234
B.13	Récapitulatif des observations avec le télescope spatial Hubble de 2001go	235
B.14	Magnitudes d'étoiles du champ de 2001go	236
B.15	Courbe de lumière de 2001go dans la bande R	236
B.16	Courbe de lumière de 2001go dans la bande I	236
B.17	Récapitulatif des observations de 2001gq	240
B.18	Récapitulatif des observations avec le télescope spatial Hubble de 2001gq	240
B.19	Magnitudes d'étoiles du champ de 2001gq	241
B.20	Courbe de lumière de 2001gq dans la bande R	242
B.21	Courbe de lumière de 2001gq dans la bande I	242
B.22	Récapitulatif des observations de 2001gy	246

B.23	Récapitulatif des observations avec le télescope spatial Hubble de 2001gy	247
B.24	Magnitudes d'étoiles du champ de 2001gy	247
B.25	Courbe de lumière de 2001gy dans la bande R	247
B.26	Courbe de lumière de 2001gy dans la bande I	248
B.27	Récapitulatif des observations de 2001hb	251
B.28	Récapitulatif des observations avec le télescope spatial Hubble de 2001hb	251
B.29	Magnitudes d'étoiles du champ de 2001hb	253
B.30	Courbe de lumière de 2001hb dans la bande I	254
B.31	Courbe de lumière de 2001hb dans la bande Z	254
C.1	Tableau récapitulatif des supernovæ proches utilisées	260
C.2	Tableau récapitulatif des supernovæ proches utilisées	261

Introduction

La cosmologie observationnelle a connu récemment un essor sans précédent. Les principaux paramètres de la théorie du Big-Bang : le taux d'expansion de l'univers (la constante de Hubble), les densités de ses principales composantes (matière, rayonnement, constante cosmologique), *i.e.*, la valeur des paramètres cosmologiques (respectivement Ω_R , Ω_M et Ω_Λ) et la géométrie de l'univers étaient, il y a 15 ans, seulement connus à un ordre de grandeur.

L'utilisation de mesure de distance au moyen d'objets dont la luminosité intrinsèque est connue (les chandelles standards) a été mise en application pour la première dans les années 30 par E. Hubble. La mesure des distances de galaxies lui avait alors permis de mettre en évidence l'expansion de l'univers et de faire la première mesure de la constante qui devait porter son nom.

L'étude et la classification des supernovæ a permis de mettre en évidence une classe particulière : les supernovæ de type Ia. Les caractéristiques les plus intéressantes, pour les cosmologistes, sont l'homogénéité remarquable de leur luminosité (on observe des variations d'environ 50% au maximum de luminosité) et leur brillance équivalente à celle d'une galaxie entière (les supernovæ de type Ia sont visibles sur des distances cosmologiques) en faisant des chandelles standards les plus précises connues. Malgré tout, les variations de luminosité étaient trop importantes pour permettre des mesures précises de cosmologie.

L'introduction au début des années 1990 de corrections en considérant les corrélations entre la luminosité maximale et le taux de décroissance ou la couleur a permis, de manière totalement empirique, de réduire la dispersion de luminosité à environ 15% dans le filtre B (correspondant à la partie bleue du spectre) du référentiel de la supernova.

C'est à partir de la même époque, que deux groupes : le HiZ team et le Supernova Cosmology Project (SCP) ont entrepris la recherche et l'étude systématique de supernovæ de type Ia. L'analyse de plusieurs dizaines de supernovæ à grand décalage vers le rouge a permis la spectaculaire mise en évidence de l'accélération de l'expansion de l'univers et de la présence d'une nouvelle composante énergétique : l'énergie noire¹. Ces résultats ont par la suite été confirmés par l'observation des grandes structures dans le cadre de grands sondages de galaxies (2dF, SLOAN Digital Sky Survey) et du fond diffus cosmologique (WMAP), puis, par l'observation plus récentes de deux nouveaux lots de supernovæ par chacun des deux groupes.

Le travail de cette thèse, réalisé dans le cadre du SCP, s'inscrit dans la continuité de ces recherches.

La stratégie de recherche du SCP s'est orientée depuis vers la recherche de supernovæ à très grands décalages vers le rouge (autour de 1). Ces objets permettent d'une part de lever en partie la dégénérescence dans la mesure de Ω_M et Ω_Λ , mais aussi de tester certains modèles alternatifs à la constante cosmologique (poussières intergalactiques ou poussières grises,...).

C'est dans ce cadre que ce sont inscrites les recherches menées par notre groupe FrOGS (pour French Observing Group of Supernovæ) du LPNHE (Laboratoire de Physique Nucléaire et des Hautes Énergies). L'accès privilégié, dont nous avons bénéficié, à l'imageur à grand champ de vue CFH12K

¹ou constante cosmologique, énergie sombre, énergie du vide selon les auteurs

monté sur le télescope CFHT (Canada France Hawaii Telescope), nous a permis d'entreprendre la recherche de tels objets de manière systématique.

Les campagnes de recherche des printemps 2000 et 2001 ont ainsi permis la découverte, à l'aide du logiciel dédié de réduction développé au LPNHE, ToADS (Tools for Analysis and Detection of Supernovæ), de 5 supernovæ à des décalages vers le rouge compris entre 0.5 et 1.2.

4 d'entre elles furent par la suite suivies par le télescope spatial Hubble. Une recherche similaire conduite au CTIO (Cerro Tololo Interamerican Telescope du Chili) par nos collaborateurs a permis la découverte de 2 supernovæ qui ont elles aussi été suivies par Hubble. Cette thèse présente l'analyse de ces 6 supernovæ.

Ce manuscrit est composé de trois parties et 12 chapitres.

Dans la première partie, nous rappelons le formalisme du Big-Bang, puis, les principaux résultats de cosmologie observationnelle en nous concentrant principalement sur la mesure des paramètres cosmologiques. Le chapitre 2 montre comment la mesure de la distance de chandelles standard permet la mesure des paramètres cosmologiques, nous présentons également les principales difficultés observationnelles liées à la mesure.

Dans le chapitre 5, nous décrivons, d'un point de vue observationnel puis d'un point de vue théorique en détaillant les mécanismes d'explosion, la compréhension que nous avons des supernovæ en nous concentrant particulièrement sur les supernovæ de type Ia.

Dans le chapitre 6, nous présentons les méthodes qui sont utilisées pour "standardiser" la luminosité des supernovæ et les différents effets systématiques liés à la mesure.

Les supernovæ sont des phénomènes évanescents, leur durée de vie est d'environ une centaine de jours, il est donc possible de les détecter par comparaison d'images prises à quelques semaines d'écart. Dans le chapitre 7, nous décrivons comment à partir de soustraction d'images, il est possible de détecter de manière systématique une dizaine de supernovæ par nuit d'observation avec un imageur à grand champ. Nous décrivons, en particulier, les observations que nous avons effectué lors du printemps 2001 au CFHT et la chaîne de détection ToADS.

La mesure de la distance des supernovæ repose sur la comparaison de la luminosité apparente d'objets proches (qui permettent d'étalonner l'échelle de distance) et d'objets plus lointains. Pour cela, les mesures de luminosité sont faites à la même phase : le maximum de luminosité. Pour les estimer, on construit une courbe de lumière, c'est à dire, l'évolution de la luminosité apparente en fonction du temps. On ajuste ensuite cette courbe de lumière par un modèle. Cette ajustement nous permet également d'estimer le taux de décroissance de la courbe de lumière.

Le chapitre 8 présente comment à partir de l'analyse des images de suivi, nous avons construit les courbes de lumière de nos supernovæ par photométrie différentielle. Le chapitre 9 détaille les procédures d'ajustement des courbes de lumière.

Nous avons analysé un lot d'une centaine de supernovæ proches issues de la littérature en suivant nos procédures d'ajustement de courbe de lumière. A partir de ce lot, nous avons réétudié les relations de standardisation pour le filtre B et nous avons étudié ces relations pour le filtre U (correspondant à la partie proche ultra violet du spectre). Ces deux études nous ont permis d'étalonner notre estimateur de distance pour respectivement nos 4 et nos 2 supernovæ avec des décalages vers le rouge autour de 0.5 et de 1. Cette étude originale basée sur notre lot de supernovæ, nous a finalement permis de faire deux estimations indépendantes de Ω_M . Cette analyse est présentée dans le chapitre 10.

Première partie

Quelques notions théoriques

Chapitre 1

Éléments de cosmologie

Dès lors qu'une mutation métaphysique s'est produite, elle se développe sans rencontrer de résistance jusqu'à ses conséquences ultimes. (...) Aucune force ne peut interrompre son cours, aucune force que l'apparition d'une nouvelle mutation métaphysique.

Michel Houellebecq in *Les particules élémentaires*

1.1 Introduction

La cosmologie a pour but de construire un cadre théorique cohérent permettant la compréhension de l'univers (son avenir, son passé) à grande échelle. Elle doit sa base théorique à la théorie de la relativité générale construite par Albert Einstein en 1916. Elle fut ensuite appliquée à l'étude de l'univers par Lemaître et Friedmann. La cosmologie observationnelle a, dans ce cadre, pour but de confronter cette théorie aux observations et de contraindre ses paramètres. Nous verrons dans ce chapitre quelles en sont les bases, puis nous décrirons les outils permettant de la contraindre. Enfin, nous présenterons les résultats les plus récents qui ont permis de lever un peu le voile sur le contenu de notre univers.

Les bases de la cosmologie sont la théorie de la relativité générale énoncée par Einstein en 1916, la métrique de Robertson et Walker qui décrit la géométrie de l'univers et enfin, un tenseur énergie-impulsion qui décrit le contenu énergétique de l'univers. Ils fondent le modèle standard cosmologique baptisé Big-Bang.

1.2 Les équations d'Einstein

Le principe d'équivalence postule que le comportement local d'un mobile est identique qu'il subisse un champ gravitationnel statique ou une accélération uniforme. Ce qui peut se traduire par “*La gravitation n'a qu'une existence relative. Pour un observateur en chute libre, il n'existe aucun champ gravitationnel*”. Ainsi, l'égalité expérimentale des masses gravitationnelles et inertielles implique que l'on ne peut différencier un champ gravitationnel statique d'un repère accéléré.

De ce principe, Albert Einstein a déduit les équations qui portent son nom et qui relient la géométrie (sous la forme d'un tenseur métrique $g_{\mu\nu}$ et ses dérivées spatiales R , $R_{\mu\nu}$) à un contenu en énergie (le tenseur énergie-impulsion $T_{\mu\nu}$) par la relation :

$$R_{\mu\nu} - \frac{1}{2}g_{\mu\nu}(R - \Lambda) = -8\pi GT_{\mu\nu} \quad (1.1)$$

où G est la constante universelle de gravitation, la vitesse de la lumière est mise ici à 1 et Λ une constante baptisée par Einstein “*constante cosmologique*”.

1.3 La métrique de Robertson et Walker

La métrique spatio-temporelle décrit, pour une géométrie quelconque, les distances entre les points exprimées dans un certain système de coordonnées et leur évolution dans le temps.

La résolution complète des équations de Einstein pour une métrique quelconque est en pratique impossible à réaliser. Les symétries du problème permettent de contraindre la forme de la métrique et de la simplifier.

Dans le cas de la cosmologie, ce sont l’isotropie et l’homogénéité qui vont permettre de simplifier les équations.

1.3.1 L’isotropie de l’univers

L’observation sur toute la sphère céleste du fond diffus cosmologique par COBE en 1992 (Smoot et al. (1992)), puis par WMAP¹ en 2003 (Bennett et al. (2003)) ont permis de montrer l’extraordinaire isotropie de l’univers. En effet, l’émission relique, émise sous forme d’un rayonnement de corps noir, présente des variations relatives de température suivant la direction de visée de l’ordre de 10^{-5} . La figure 1.1 montre ces variations de température en fonction de la direction d’observation.

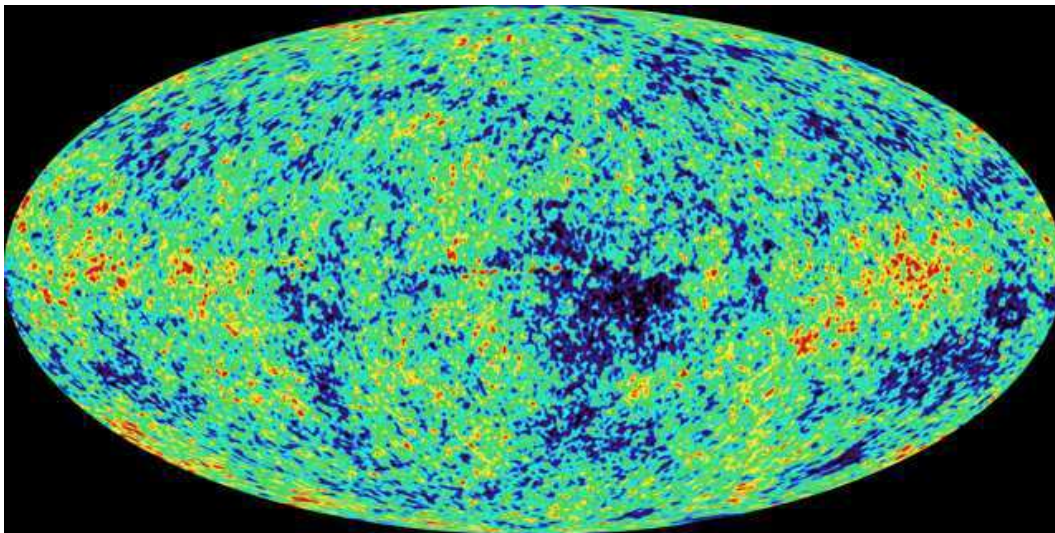


FIG. 1.1 – Carte des anisotropies du fond diffus cosmologique mesurée par le satellite WMAP. Les fluctuations de températures sont de l’ordre de 10^{-5}

¹Pour Wilkinson Microwave Anisotropy Probe

1.3.2 L'homogénéité de l'univers

Pour tester l'homogénéité de l'univers, il faut l'observer en 3 dimensions à grande échelle. Au niveau des galaxies, l'univers n'est pas du tout homogène, les galaxies se regroupent en amas (l'amas local dans le cas de notre galaxie) et ces amas se regroupent eux-mêmes en super-amas. La matière noire sur laquelle nous reviendrons bientôt² s'agglomère dans le même type de structures.

L'observation de l'univers à des échelles plus grandes que 100 Mpc a permis de montrer que l'univers ne comporte plus de structures.

Ce sont les grands sondages de galaxies SLOAN Digital Sky Survey et 2dF qui ont permis, en construisant, les plus grandes cartes du ciel en trois dimensions³, de montrer que les galaxies, ainsi que les structures qu'elles forment, sont réparties de façon aléatoire (Dodelson et al. (2002) & Efstathiou et al. (2002)). La figure 1.2 issue du sondage 2dF montre bien la présence de ces structures aux petites échelles, à plus grande échelle, la matière se repartit de manière aléatoire.

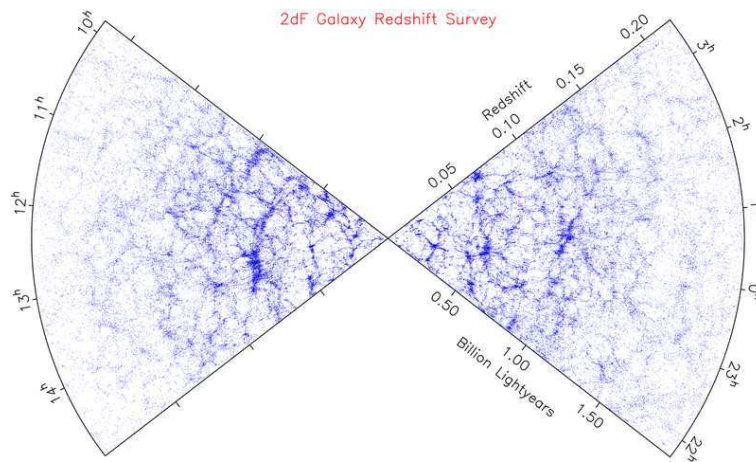


FIG. 1.2 – Répartition des galaxies en fonction du décalage vers le rouge et de la direction de visée. Ce sondage de galaxies a été réalisé dans le cadre du 2degree Field Survey (2dF) et a permis l'observation de plusieurs centaines de milliers de galaxies. Pour des décalages vers le rouge petits (moins de 0.1), les structures sont bien visibles. Pour les plus grands décalages vers le rouge, l'univers est, à une très bonne approximation, homogène.

1.3.3 La métrique de Robertson-Walker

L'isotropie et l'homogénéité de l'univers ont été postulées sous la forme du “principe cosmologique” par Einstein, puis par Friedmann et Lemaître. Elles ont été introduites sur des bases essentiellement philosophiques (la terre n'occupe pas une place privilégiée dans l'univers). Les observations récentes sont venues donner une justification *a posteriori*.

On peut donc considérer à une bonne approximation que l'univers est maximalelement symétrique. On peut montrer (Weinberg (1972), chapitre 13) que pour ce type de géométrie, la métrique s'écrit en coordonnées polaires :

²La matière noire dont la nature est encore inconnue pourrait représenter 90% de la quantité de matière totale présente dans l'univers, elle pourrait se présenter sous forme de matière non baryonique ou sous forme de MACHOS, principalement des naines brunes

³les deux dimensions angulaires sur la voûte céleste et le décalage vers le rouge

$$ds^2 = dt^2 - R^2(t) \left[\frac{dr^2}{1 - kr^2} + r^2(d\theta^2 + \sin^2 \theta d\phi^2) \right] \quad (1.2)$$

où R est un facteur d'échelle, il relie $\{r, \theta, \phi\}$ à la distance physique des objets. Le paramètre k peut prendre les trois valeurs $(-1, 0, 1)$ qui correspondent à trois types d'univers homogènes et isotropes distincts : ouvert, plat ou fermé. Ces géométries correspondent respectivement, dans le cas d'un univers sans constante cosmologique, à des univers en expansion : infinie, asymptotique et finie. H. P. Robertson et A.G. Walker ont introduit cette métrique qui porte leurs noms.

On exprime souvent $R(t)$ sous la forme du facteur d'échelle sans dimension $a(t) \equiv \frac{R(t)}{R_0}$ où R_0 est la valeur actuelle du facteur d'échelle. La distance entre deux galaxies distantes de l_0 à l'instant $t = t_0$ s'écrit ainsi simplement sous la forme : $l(t) = l_0 a(t)$.

Si on introduit les coordonnées suivantes :

$$d\chi = \frac{dr}{\sqrt{1 - kr^2}}$$

soit,

$$r = S_k(\chi)$$

avec

$$\begin{cases} S_{-1}(\chi) &= \sin \chi \\ S_0(\chi) &= \chi \\ S_1(\chi) &= \cosh \chi \end{cases}$$

alors on peut réécrire la métrique sous la forme :

$$ds^2 = dt^2 - R^2(t) [d\chi^2 + S_k^2(d\theta^2 + \sin^2 \theta d\phi^2)] \quad (1.3)$$

Dans ce système de coordonnées, un objet dont les coordonnées $\{\chi, \theta, \phi\}$ restent constantes au cours du temps est immobile, abstraction faite de l'expansion générale de l'univers qui est comprise dans le facteur R . La distance entre deux points de coordonnées $(\chi, 0, 0)$ et $(\chi + d\chi, 0, 0)$ est donnée par $dl = R(t)d\chi$.

La propriété la plus remarquable de cette métrique est qu'elle introduit naturellement, à travers le facteur d'échelle, la dynamique de l'univers. L'univers peut être en expansion ou en contraction.

1.4 Le décalage vers le rouge et l'expansion de l'univers

★ Définition du décalage vers le rouge

Le décalage vers le rouge correspond à un déplacement vers les grandes longueurs d'onde, donc vers le rouge dans le visible, de l'ensemble du spectre du rayonnement émis par une source qui s'éloigne de l'observateur (de la même façon, un décalage vers le bleu correspond à un rapprochement de la source). Ce décalage, conséquence de l'effet Doppler-Fizeau, permet de mesurer la vitesse radiale d'un objet selon la ligne de visée.

Le décalage vers le rouge est mesuré en comparant la position de certaines raies dans le spectre de la source en mouvement par rapport à leurs homologues observées en laboratoire. Si λ_e est la longueur d'onde en laboratoire, et $\Delta\lambda$ le décalage en longueur d'onde, le décalage vers le rouge est :

$$z = \frac{\Delta\lambda}{\lambda_e} = \frac{v}{c} \quad (1.4)$$

où v est la vitesse de déplacement de la source par rapport à l'observateur et c la célérité de la lumière.

★ Le décalage vers le rouge cosmologique

Voyons comment il peut être interprété dans le cadre cosmologique : nous étudions pour cela la trajectoire d'un photon dans la métrique de Robertson-Walker.

La distance parcourue par un rayon lumineux par une source immobile émis au temps t_e jusqu'à sa réception au temps t_r le long de cette géodésique est donnée par $ds^2 = 0$, soit dans la métrique de Robertson-Walker :

$$\frac{a(t)dr}{\sqrt{1-kr^2}} = a(t)d\chi = dt \quad (1.5)$$

En intégrant, il vient :

$$\chi_r - \chi_e = \int_{t_e}^{t_r} \frac{dt}{a(t)}$$

En réécrivant cette égalité :

$$\chi_r - \chi_e = \int_{t_e}^{t_r} \frac{dt}{a(t)} = \int_{t_e + \delta t_e}^{t_r + \delta t_r} \frac{dt}{a(t)} \simeq \int_{t_e}^{t_r} \frac{dt}{a(t)} - \frac{\delta t_e}{a(t_e)} + \frac{\delta t_r}{a(t_r)}$$

Nous avons :

$$\frac{\delta t_e}{\delta t_r} = \frac{a(t_e)}{a(t_r)}$$

En réintroduisant les longueurs d'ondes de ces rayons lumineux qui subissent le même décalage vers le rouge ($\delta t = \frac{\lambda}{c}$), il vient :

$$\frac{a(t_e)}{a(t_r)} = \frac{\lambda_e}{\lambda_r}$$

Ainsi :

$$\frac{a(t_r)}{a(t_e)} - 1 = \frac{\Delta\lambda}{\lambda_e} \quad (1.6)$$

Qui est la définition du décalage vers le rouge introduite équation 1.4. On choisit $a(t_0) = 1$ et on trouve, pour des observations réalisées à $t_r = t_0$:

$$a(t_e) = \frac{1}{1+z}. \quad (1.7)$$

Cette relation permet de relier directement le décalage vers le rouge observé au facteur d'échelle à l'époque d'émission.

★ L'expansion

Comme nous l'avons vu, la combinaison des équations d'Einstein et du principe cosmologique amène de manière tout à fait naturelle le concept d'univers dynamique.

Dans les notations introduites précédemment, le taux d'expansion s'écrit :

$$H(t) = \frac{\dot{a}}{a} \quad (1.8)$$

Où le point désigne la dérivée par rapport au temps.

Ce sont Slipher et Hubble qui, pour la première fois en 1926, ont montré que l'univers était en expansion (Hubble & Humason (1931)) grâce à l'observation de spectres de galaxies avec le télescope du mont Wilson.

E. Hubble a remarqué que les spectres des galaxies étaient d'autant plus décalés vers le rouge que leur luminosité était faible. Il en a déduit la loi qui porte son nom qui relie la vitesse v_{gal} de fuite des galaxies (mesurée par leur effet Doppler) à leur distance (D_{gal}) :

$$v_{gal} = D_{gal}H_0 \quad (1.9)$$

où la constante de proportionnalité H_0 est la constante de Hubble⁴.

Les estimations récentes de H_0 reposent sur le même principe : la mesure précise de la distance d'objets dont on mesure la vitesse de récession grâce à leur décalage vers le rouge.

Les mesures sont difficiles car les objets proches (quelques Mpc⁵) ont des vitesses particulières (leur mouvement propre abstraction faite de l'expansion) du même ordre de grandeur que leur récession cosmologique. Pour s'abstraire de cette difficulté, on choisit des objets suffisamment éloignés pour pouvoir négliger leur mouvement propre et suffisamment brillants pour permettre leur observation.

L'un des principaux objectifs scientifiques du télescope spatial Hubble est, à travers le HST Key Project (Freedman et al. (2001)), la mesure la constante de Hubble à l'aide de mesure de distance primaire (en utilisant la relation période-luminosité d'étoiles de type céphéides présentes dans les galaxies proches) permettant de calibrer des estimateurs de distance secondaire. Ces méthodes permettent, en utilisant des objets très lumineux (galaxies ou supernovæ) d'atteindre le flot de Hubble où les mouvements propres des objets deviennent négligeable devant le mouvement de récession d'origine cosmologique. Les résultats ainsi que les différentes méthodes employées sont décrites dans le tableau 1.1.

Méthodes	Mesure de H_0 en $\text{km s}^{-1} \text{Mpc}^{-1}$ †
<i>Tully-Fischer</i>	$71 \pm 3 \pm 7$
<i>Plan fondamental (Faber-Jackson)</i>	$82 \pm 6 \pm 9$
<i>Fluctuation de brillance de surface</i>	$70 \pm 5 \pm 6$
<i>Supernovae de type Ia</i>	$71 \pm 2 \pm 6$
<i>Supernovae de type II</i>	$72 \pm 9 \pm 7$

TAB. 1.1 – Résultats des mesures de la constante de Hubble par le HST Key Project (Freedman et al. (2001)).

La relation de Tully-Fischer relie la vitesse de rotation des galaxies spirales et leur luminosité.

La méthode Faber-Jackson ou plan fondamental relie la dispersion des vitesses des galaxies elliptiques à leur luminosité. Les mesures de brillance de surface utilisent la mesure de la fluctuation locale de surface des galaxies sur un secteur angulaire fixé.

Les supernovæ de type Ia sont utilisées comme chandelles standards.

La méthode de la photosphère en expansion relie la température des supernovæ de type II, la vitesse d'expansion de ses couches et sa courbe de lumière pour en déduire sa distance angulaire.

† Les mesures sont suivies de leur erreur statistique, puis de leur erreur systématique.

D'autres méthodes comme la mesure de l'effet Sunayev-Zeldovitch ou par les effets de lentille gravitationnelle ont permis de donner des résultats indépendants compatibles avec les valeurs utilisant les céphéides. Elles restent cependant moins précises.

⁴C'est aussi la valeur actuelle du taux d'expansion $H(t)$

⁵Le parsec est défini comme étant la distance d'un objet de parallaxe 1". La parallaxe est quant à elle définie comme le déplacement angulaire d'un objet sur la voûte céleste au cours d'une demi-année, du au mouvement de la terre sur son orbite. La mesure de la parallaxe des objets proches permet en particulier d'en déduire directement leur distance. 1 parsec correspond à 3.26 années lumière.

Même s'il reste des désaccords, en particulier sur les mesures impliquant des supernovæ de type Ia en dehors du HST Key Project qui semble donner des valeurs plus faibles, les différentes mesures de H_0 semblent converger sur une valeur de $70 \pm 5 \text{ km s}^{-1} \text{ Mpc}^{-1}$ Krauss (2001).

1.5 Le contenu énergétique de l'univers

Pour un univers homogène et isotrope, on peut montrer que le tenseur énergie-impulsion est celui d'un fluide parfait (Weinberg (1972), chapitre 2). On a :

$$T^{\mu\nu} = (\rho + P)V^\mu V^\nu - P g^{\mu\nu} \quad (1.10)$$

Où V , ρ et P sont respectivement la quadrivitesse, la densité et la pression du fluide. On peut considérer deux sortes de fluides "classiques" et un fluide nouveau, respectivement :

1. Les fluides composés de particules non-relativistes pour lesquels on peut considérer que la pression est nulle. ρ est donc principalement l'énergie de masse de ce fluide. C'est le cas de la matière baryonique ordinaire. On parlera dans ce cas de matière.
2. Les fluides composés de particules relativistes dont la pression est $p \simeq \rho/3$ et la densité en énergie $\rho \propto \lambda a^{-1}$. On parlera alors de rayonnement.
3. Un nouveau type de fluide de type constante cosmologique, dont la densité ne varie pas avec le temps.

Notons que l'on peut passer continûment de l'un à l'autre de ces fluides, et que rien n'interdit leur mélange.

1.6 Les équations de Friedmann-Lemaître

Les équations d'Einstein pour la métrique de Robertson-Walker et du tenseur énergie impulsion d'un fluide parfait se simplifient pour donner les équations qui furent dérivées pour la première fois indépendamment par Friedmann, puis par Lemaître (1931). De par leur nature hautement symétrique, seules deux équations non triviales peuvent être écrites :

$$\left(\frac{\dot{a}}{a}\right)^2 = \frac{8\pi G}{3}\rho - \frac{k}{a^2} + \frac{\Lambda}{3} \quad (1.11)$$

$$\ddot{a} = -\frac{4\pi G}{3}(\rho + 3P)a + \frac{\Lambda}{3}a \quad (1.12)$$

La première équation (que l'on appelle équation de Friedmann) mesure l'évolution du taux d'expansion de l'univers en fonction du temps. La valeur de ce taux à notre époque est la constante de Hubble (H_0).

La seconde équation donne la valeur de l'accélération de l'expansion. On peut définir le paramètre de décélération sans dimension

$$q = -\ddot{a}a/\dot{a}^2 \quad (1.13)$$

Il caractérise le taux auquel l'auto-gravitation de l'univers accélère (ou décélère) l'expansion. Cette seconde équation peut être déduite de la première et de l'équation de conservation de l'énergie du fluide ($\dot{\rho} = -3H(\rho + p)$).

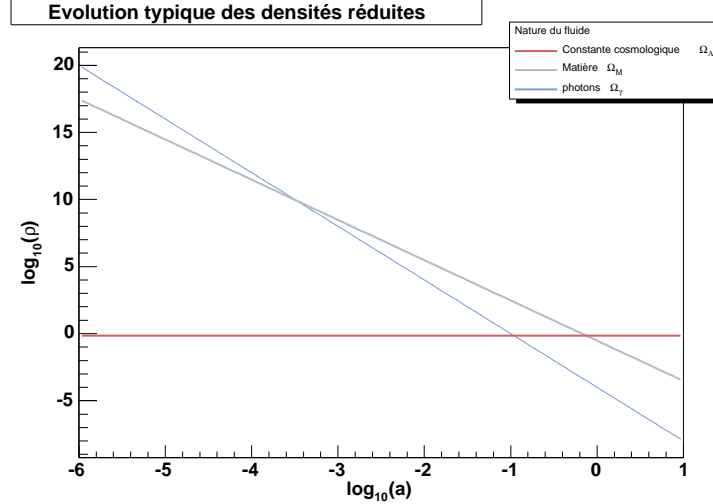


FIG. 1.3 – Évolution typique des densités de rayonnement, de matière et de la constante cosmologique en fonction du facteur d'échelle.

1.7 Les paramètres cosmologiques et la densité critique

La forme générale de l'équation de Friedmann peut se réécrire en posant $H = \frac{\dot{a}}{a}$:

$$H^2(t) = \frac{8\pi G}{3} \sum_i \rho_i - \frac{k}{a^2} + \frac{\Lambda}{3} \quad (1.14)$$

En divisant les deux membres par H^2 , on obtient :

$$\frac{k}{H^2 a^2} = \frac{8\pi G}{3H^2} \sum_i \rho_i + \frac{\Lambda}{3H^2} - 1. \quad (1.15)$$

Comme le premier membre est du signe de k , quel que soit t , il en est ainsi du deuxième. On peut poser :

$$\Omega = \frac{8\pi G}{3H_0^2} \sum_i \rho_i + \frac{\Lambda}{3H^2} \quad (1.16)$$

qui définit une densité critique sans dimension, dépendante du temps.

Celle-ci sépare les univers sur-denses des univers sous-denses et correspond à un univers spatialement plat ($k=0$). En l'absence de constante cosmologique, la valeur de Ω fixe le devenir de l'univers : si $\Omega > 1$ alors $k = 1$ et l'univers connaîtra une recontraction (Big Crunch) où la gravitation l'emporte sur l'expansion. Si, au contraire, $\Omega < 1$ alors $k = -1$ et l'expansion est infinie (l'univers se dilue infiniment).

Il est d'usage de définir les paramètres sans dimension de densité réduite Ω_i , Ω_k et Ω_Λ comme étant les rapports des termes du membre de droite de l'équation de Friedmann et du carré du taux

d'expansion :

$$\Omega_i = \frac{8\pi G}{3H^2} \rho_i \quad (1.17)$$

$$\Omega_k = -\frac{k}{a^2 H^2} \quad (1.18)$$

$$\Omega_\Lambda = \frac{\Lambda}{3H^2} \quad (1.19)$$

$$(1.20)$$

On peut ainsi réécrire l'équation de Friedmann-Lemaître sous la forme extrêmement simplifiée :

$$1 = \sum_i \Omega_i + \Omega_\Lambda + \Omega_k \quad (1.21)$$

ou de façon équivalente :

$$1 - \Omega_k = \sum_i \Omega_i + \Omega_\Lambda \quad (1.22)$$

La somme des composantes énergétiques du membre de droite permet de mesurer directement la géométrie de l'univers. On remarquera que cette relation est vraie quel que soit t . L'équation d'état, *i.e.*, la relation qui lie la densité de ces fluides à leur pression, des trois types de fluides introduits précédemment, permet de décrire l'évolution dynamique de leurs densités. C'est la connaissance des équations d'état de chacun des fluides présents dans l'équation de Friedmann qui va permettre de la résoudre.

La figure 1.3 montre l'évolution typique de ces densités en fonction du facteur d'échelle. Les évolutions typiques des trois fluides : matière, rayonnement et constante cosmologique sont respectivement proportionnelles à a^{-3} , a^{-4} et constant (Weinberg (1972), chapitre 15).

En combinant ces relations avec l'équation 1.14, on peut ré-exprimer la valeur du taux d'expansion en fonction des valeurs actuelles des paramètres cosmologiques :

$$\left(\frac{H}{H_0}\right)^2 = \Omega_{m_0}(a^{-3} - a^{-2}) + \Omega_{r_0}(a^{-4} - a^{-2}) + \Omega_{\Lambda_0}(1 - a^{-2}) + a^{-2} \quad (1.23)$$

où Ω_{r_0} et Ω_{m_0} sont respectivement les valeurs actuelles des densités réduites pour les composantes de type rayonnement (relativiste) et matière (non relativiste). Cette équation permet de voir l'influence des différents paramètres. La matière et le rayonnement tendent à ralentir l'expansion. En revanche, le terme correspondant à la constante cosmologique tend à accélérer l'expansion .

1.8 La géométrie de l'univers

Le rayonnement du fond diffus cosmologique⁶ ou CMB⁷ a été émis près de 300 000 ans après le Big Bang correspond à la période où la température est devenue suffisamment faible pour permettre aux électrons de se combiner avec les protons pour former les premiers atomes, puis les premières molécules (dans la très grande majorité d'hydrogène et d'hélium). Auparavant, l'univers formait un plasma qui était totalement opaque au rayonnement. L'univers est donc devenu à cette époque transparent. Les photons produits lors de la recombinaison ont donc pu voyager depuis lors pour être

⁶ plus connu sous le nom de rayonnement à 3K

⁷ pour Cosmological Microwave Background, qui est le nom générique dans la littérature pour désigner le fond diffus cosmologique. On pourra aussi trouver CBR, pour Cosmological Background Radiation

observés aujourd'hui. Le rayonnement cosmologique fossile représente une mine d'information cosmologique. En particulier, nous montrerons dans la suite comment il a pu être utilisé pour contraindre les paramètres cosmologiques et en particulier la géométrie de l'univers.

Le CMB présente des anisotropies ; elles correspondent à des variations relatives de température de l'ordre de 10^{-5} . On peut montrer que ces variations sont directement reliées aux fluctuations de densité au moment de la recombinaison.

C'est l'étude des variations de densité qui va permettre de contraindre la cosmologie.

En effet, les fluctuations de densité permettent l'effondrement de la matière et du rayonnement dans les puits de potentiels gravitationnels formés, ce qui entraîne une augmentation de température. Ainsi, un photon venant d'une région sur-dense sera plus chaud, tandis qu'un photon venant d'une région moins dense sera plus froid.

D'autre part, le chauffage du gaz augmente la pression de radiation des photons et peut entraîner un arrêt de l'effondrement suivi d'une dilatation. Il y a apparition d'oscillations.

Ces oscillations peuvent être interprétées comme des ondes acoustiques. La plus grande échelle atteinte par ces ondes est l'horizon de ces ondes sonores qui se déplacent à une vitesse $c_s = c/3$. Les plus grandes amplitudes dans les oscillations sont donc une mesure directe de la taille de l'horizon à l'époque de la recombinaison.

Comme le montre la figure 1.4, la mesure de la taille angulaire d'un objet dont on connaît la dimension permet de faire une mesure de la géométrie de l'univers.

La mesure des fluctuations de température permet donc une mesure directe de la géométrie. En pratique, l'amplitude des fluctuations est déterminée en fonction de leur échelle angulaire sur le ciel. Pour cela, on les décompose sur une base d'harmoniques sphériques :

$$\frac{\delta T}{T}(\theta, \phi) = \sum_{l=0}^{\infty} \sum_{m=-l}^{m=+l} a_{l,m} Y_l^m(\theta, \phi) \quad (1.24)$$

Chaque moment multipolaire l correspond à une échelle angulaire $\theta_l \simeq \pi/l$. L'isotropie entraîne que les $\langle a_{lm}^2 \rangle$ sont indépendants de m , on définit donc les quantités $c_l = \frac{1}{2l+1} \sum_{m=-l}^{+l} |a_{lm}|^2$ qui mesurent l'importance de ces fluctuations à l'échelle angulaire correspondante.

Dans cette représentation, on peut montrer que le premier pic correspond aux plus grandes amplitudes de température et donc de densité (qui correspond à l'horizon des ondes acoustiques au moment de la recombinaison). La mesure de la position de ce pic permet donc une estimation de la taille angulaire de ces fluctuations et donc de la géométrie. Le résultat de WMAP est (Spergel et al. (2003)) :

$$1 - \Omega_k = 1.02 \pm 0.02 \quad (1.25)$$

La figure 1.5 issue de Spergel et al. (2003) montre la mesure faite par le satellite WMAP. Il a en particulier permis d'affiner les mesures de plusieurs expériences embarquées en ballon stratosphériques (Boomerang et MAXIMA, Jaffe et al. (2001) ou Archeops, Benoît et al. (2003)), en mesurant $1 - \Omega_k$ avec une très grande précision, il a permis de montrer que l'univers était quasiment plat.

Nous verrons dans la suite que l'étude des autres pics du spectre des c_l permet la mesure d'autres paramètres cosmologiques.

1.9 Recette d'univers

Dans cette partie, après avoir défini les différentes composantes énergétiques de l'univers, nous présentons, au regard des plus récentes observations, les valeurs les plus couramment admises pour leur densité.

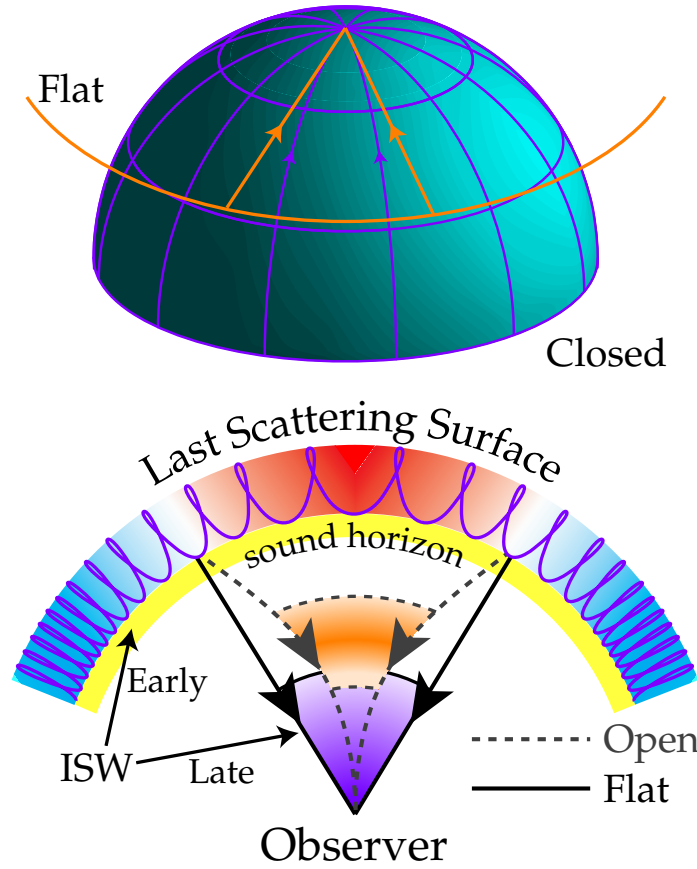


FIG. 1.4 – Ces deux figures illustrent comment la mesure de la taille angulaire des oscillations du fond cosmologique permet une mesure de la géométrie de l'univers. La taille angulaire observée de l'objet considéré (ici l'horizon des ondes acoustiques produites par les fluctuations de densités) dépend directement de la géométrie.

1.9.1 Du rayonnement : des photons aux neutrinos...

En cosmologie, sont appelées rayonnement toutes les particules relativistes. Les photons sont sous cette forme. Des neutrinos de faible masse seraient aussi sous cette forme. Voyons quelles sont leurs contributions respectives.

★ Les photons

Les photons sont les particules les plus abondantes de l'univers. Ils proviennent principalement du rayonnement du fond diffus cosmologique. Comme nous l'avons vu, il provient du gel des interactions entre la matière ionisée et les photons qui ont eu lieu quand l'univers était encore suffisamment chaud et dense (quelques 300 000 ans après le Big-Bang). Ce rayonnement est un corps noir presque parfait à la température de $2.728 \pm 0.004 K$ (Fixsen et al. (1996)), soit une densité donnée par la loi de Stefan $\rho_\gamma = \sigma \frac{\pi^2}{15} T^4$, ce qui équivaut à :

$$\Omega_\gamma = 2.48 \times 10^{-5} h^{-2} \quad (1.26)$$

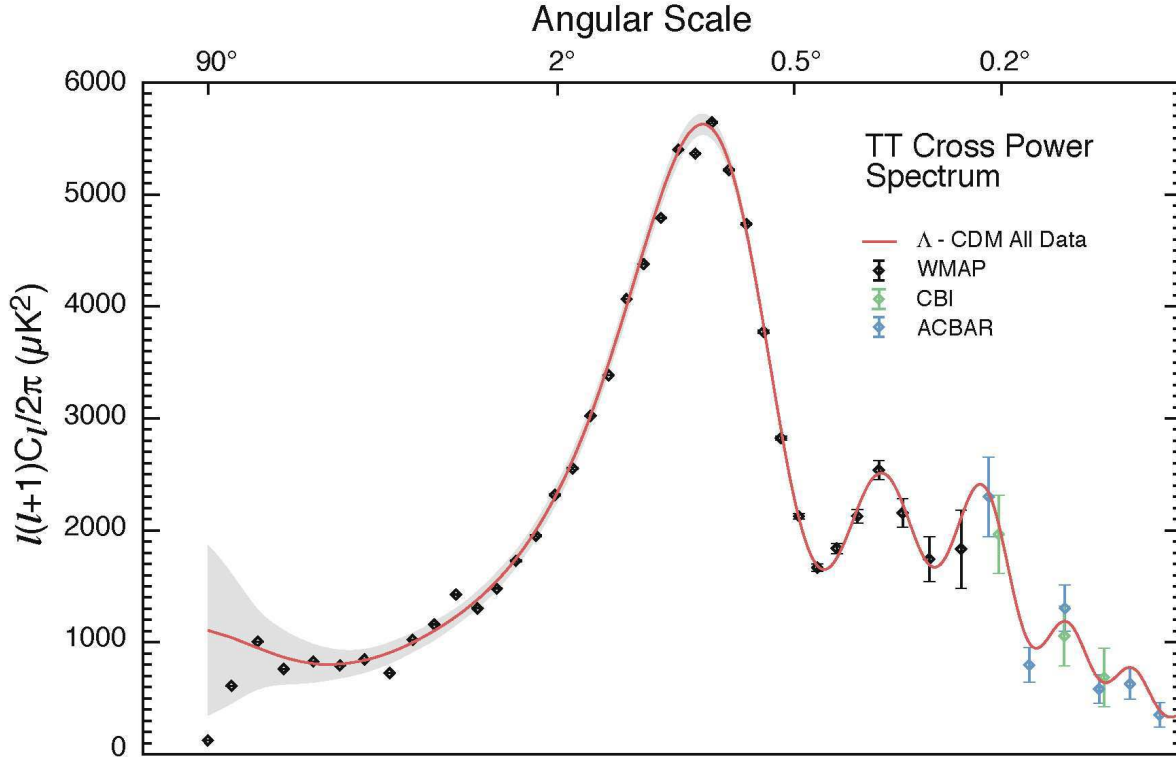


FIG. 1.5 – Spectre de puissance obtenu avec les données issues de la première année d’observation du fond diffus cosmologique par le satellite WMAP. Il apporte en particulier la mesure la plus précise de la position du premier pic et donc la contrainte la plus forte sur la géométrie de l’univers (cf texte).

Ce qui représente une densité de $411 \text{ photons.cm}^{-3}$. Ce nombre est très largement supérieur au nombre de photons issus des étoiles (moins de 1 photon.cm^{-3}).

★ Les neutrinos

Il existe de même un fond diffus cosmologique neutrino qui correspond au gel des interactions protons-neutrons par interaction faible ($p + e^- \leftrightarrow n + \nu_e$). La température actuelle prédite du fond neutrinos est $T_\nu = 1.94K$. Elle est plus faible car le découplage des neutrinos du reste de la matière s’est effectué plus tôt (quelques minutes après le Big Bang). Cette température correspond à une densité de $112 \text{ neutrinos.cm}^{-3}$, soit une densité réduite :

$$\Omega_\nu = 1.15h^{-2}.10^{-5} \quad (1.27)$$

où on définit⁸ comme $h = H_0/100$.

1.9.2 De la matière ordinaire à la matière noire...

Dans la cosmologie actuelle, nous connaissons deux types de matière non relativiste :

1. la matière baryonique qui nous est familière (principalement de l’hydrogène et de l’hélium).
2. une matière non baryonique baptisée dans la littérature ‘*Cold Dark Matter*’ (CDM). Sa nature est une des questions centrales de la cosmologie moderne.

⁸Cette convention “historique” permet de s’abstraire de la valeur de H_0 dont la valeur était encore il y a peu de temps très mal connue

★ La matière baryonique ordinaire

La matière baryonique se présente principalement sous deux formes : les étoiles et le gaz interstellaire. La composante stellaire ($\Omega_{vis} = 0.003$) est moins importante que la contribution du gaz.

L'estimation de la densité réduite de baryons (Ω_b) vient de la mesure des densités d'éléments légers produits (D , Li^7 , He^3) lors de la nucléosynthèse primordiale. Au cours du premier quart d'heure de l'univers, la température était suffisamment élevée pour permettre la synthèse de ces éléments (environ 75% d'hydrogène, 25 % d'hélium et des traces quantifiables de deutérium, d'hélium 3 et de lithium 7). Mis à part l'hélium, ces éléments ne sont pas produits par les réactions de fusion au cœur des étoiles, bien au contraire, ils ont tendance à être détruits par les réactions nucléaires.

Les densités reliques de ces éléments sont donc de bons traceurs des densités au moment de la nucléosynthèse si on arrive à trouver des objets qui n'ont pas trop été "pollués" par l'évolution stellaire.

Il est donc possible de mesurer à partir des abondances primordiales relatives une estimation des taux de réactions nucléaires ayant eu lieu lorsque l'univers avait une température de $60 keV$ et d'en déduire les abondances de baryons.

La mesure des abondances de deutérium, de lithium 7 ou d'hélium 3 pour des objets n'ayant pas été influencés par l'évolution stellaire et une bonne connaissance des modèles de nucléosynthèse primordiale permettent de mesurer Ω_b .

Une mesure récente (Kirkman, Tytler, Suzuki, O'Meara & Lubin (2003)), basée sur l'analyse de l'absorption de la lumière par l'hydrogène sur les lignes de visée vers cinq quasars à grand décalage vers le rouge, donnent une fraction deutérium sur hydrogène : $D/H = (2.78^{+0.44}_{-0.38}) \times 10^{-5}$, soit une densité réduite :

$$\Omega_b h^2 = 0.0437 \pm 0.004 \quad (1.28)$$

Une autre mesure mettant une nouvelle fois à profit les anisotropies du fond diffus permet une estimation de la densité de baryons. La hauteur relative des premier et second pics du spectre de fluctuations du fond diffus cosmologique dépend de la fraction de baryons. En effet, la diffusion Compton des photons sur les électrons qui sont en train de se lier aux baryons entraîne un accroissement des amplitudes des oscillations ainsi qu'une altération des pics impairs⁹.

La mesure de WMAP (Spergel et al. (2003)) donne :

$$\Omega_b h^2 = 0.0490 \pm 0.002 \quad (1.29)$$

Ces mesures montrent que le rayonnement est aujourd'hui largement dominé par la matière. De plus, la matière visible ne représente qu'une petite partie de la matière baryonique totale (environ 10%). La majeure partie de l'univers nous est donc invisible. Nous allons voir dans le prochain paragraphe que la matière baryonique sous forme de gaz ne représente elle-même qu'une petite partie de la matière.

★ La matière non baryonique

Les mesures de densité de matière par des effets gravitationnels ont montré qu'il "manquait" quasiment 90% de la matière pour rendre compte de la dynamique de toutes les structures dont la taille est supérieure aux amas globulaires. En particulier, les courbes de rotation des galaxies (voir figure 1.9.2) ne peuvent être expliquées par la seule matière baryonique (les étoiles et le gaz interstellaire dont on peut mesurer les quantités respectives)¹⁰.

⁹<http://background.uchicago.edu/~whu/physics/baryon.html>

¹⁰Cependant, un autre type de matière baryonique pourrait être sous la forme d'astres compacts de faible masse (quelques fractions de masse solaire), les dernières mesures ont cependant montré que ce type de matière noire ne peut

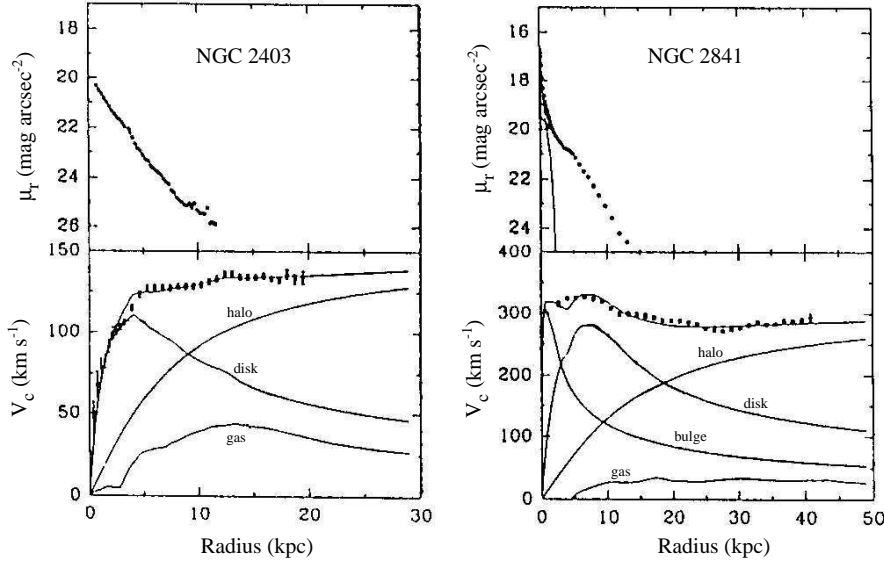


FIG. 1.6 – Courbe de rotation des galaxies spirales NGC2403 et NGC2841. La partie supérieure donne la variation de la brillance de surface μ_r en fonction de la distance galactocentrique r : la matière lumineuse est essentiellement concentrée au centre des galaxies. Les courbes de rotation $V_c(r)$ sont représentées en bas, superposées au meilleur ajustement d'un modèle galactique comprenant un bulbe, un disque, du gaz et un halo sphérique de matière sombre, indispensable pour rendre compte du plateau observé au-delà de 10 kpc (d'après (Begeman 1987)).

De plus, l'observation des effets gravitationnels des grandes structures indique que la masse de ces objets est près de 1 ordre de grandeur supérieure à la somme de toutes les composantes baryoniques qu'elles contiennent.

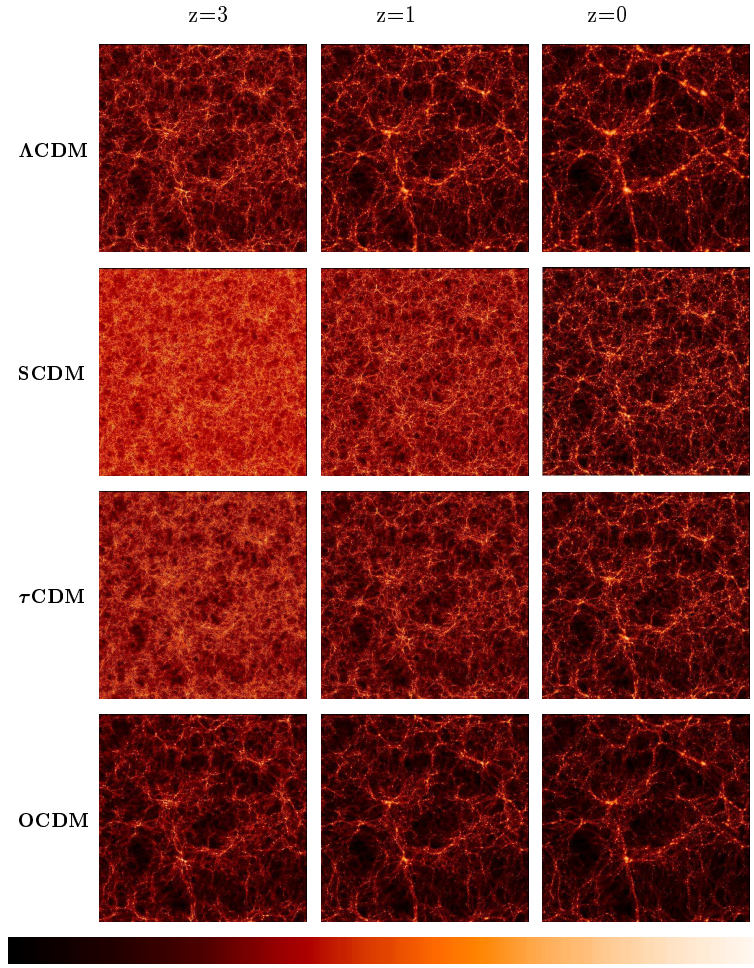
Enfin, les galaxies et les amas de galaxies ont été formés par effondrement gravitationnel de matière non-relativiste. Il est difficile de comprendre comment, à partir d'une distribution baryonique quasiment homogène au moment du découplage matière-rayonnement (comme l'indique les mesures du CMB), des inhomogénéités ont pu croître pour permettre de produire les distributions de galaxies et d'amas actuellement observées.

Les modèles actuels (en particulier le modèle Cold Dark Matter CDM, Peebles (1982) pour l'introduction théorique, Davis, Efstathiou, Frenk & White (1985) pour les premières simulations) supposent qu'il existe de la matière noire massive interagissant uniquement par interaction faible¹¹. Elle se serait découplée de la matière et du rayonnement électromagnétique quand l'univers avait une température de l'ordre du MeV. Elle pourrait correspondre aux particules les plus légères des modèles de supersymétrie qui associent aux particules élémentaires classiques (les quarks, leptons, bosons de jauge et Higgs) des partenaires par une symétrie fermions/bosons. Cette symétrie ne peut être exacte, car ces hypothétiques partenaires auraient alors la même masse que les particules que nous connaissons, et auraient du être observés en grand nombre, en particulier au LEP. Les plus légers de ces partenaires "supersymétriques" sont en théorie stables et pourraient être présents sous la forme d'un fond diffus de particules à la manière du CMB ou du fond de neutrinos.

De nombreuses expériences tant de physique sur accélérateur (FermiLab ou le futur LHC), que

expliquer à lui seul les densités observées comme l'a montré l'expérience EROS (Lasserre et al. (2000))

¹¹baptisée WIMP pour Weakly Interacting Massive Particles



The VIRGO Collaboration 1996

FIG. 1.7 – Simulation Virgo (Thomas et al. (1998) & Jenkins et al. (1998)) de l'évolution des grandes structures en fonction du décalage pour 4 configurations différentes d'univers de haut en bas : le modèle "standard" $\Omega_M = 0.3$, $\Omega_\Lambda = 0.7$ et $H_0 = 70 \text{ km s}^{-1} \text{ Mpc}^{-1}$, le modèle Einstein-De Sitter $\Omega_M = 1$, $\Omega_\Lambda = 0$ et $H_0 = 50 \text{ km s}^{-1} \text{ Mpc}^{-1}$, un modèle Einstein-De Sitter avec contraintes sur le spectre de puissance des fluctuations de densités initial $\Omega_M = 1$, $\Omega_\Lambda = 0$ et $H_0 = 50 \text{ km s}^{-1} \text{ Mpc}^{-1}$, un modèle ouvert sans constante cosmologique $\Omega_M = 0.3$, $\Omega_\Lambda = 0$ et $H_0 = 70 \text{ km s}^{-1} \text{ Mpc}^{-1}$.

d'astroparticules (ELDELWEISS ou CDMS Abusaidi et al. (2000)) tentent de mettre en évidence cette nouvelle forme de matière. Les modèles de supersymétrie les plus favorables permettent d'espérer que ces particules pourraient être observées d'ici 10 ans.

D'un point de vue de la cosmologie, le modèle CDM et ses raffinements incluant la constante cosmologique sont les seuls à pouvoir rendre compte de la formation des structures (Amas et Galaxies) de manière réaliste. En effet, les simulations numériques comme celle effectuée par Thomas et al. (1998) et Jenkins et al. (1998) montrent que seuls ces modèles permettent de reproduire les structures observées. Ces simulations sont présentées dans la figure 1.7.

La transition d'un univers dominé par le rayonnement à un univers dominé par la matière dépend de Ω_M . Cette transition a une signature dans le spectre actuel de fluctuations de densité à grande

échelle. Les données venant des sondages de galaxies 2dF (Efstathiou et al. (2002)) et SLOAN Digital Sky Survey (Dodelson et al. (2002)) donnent respectivement :

$$\Omega_M h = 0.23 \pm 0.09 \quad (1.30)$$

$$\Omega_M h = 0.20^{+0.16}_{-0.09} \quad (1.31)$$

1.9.3 Du rien : de la constante cosmologique à l'énergie noire...

Jusque dans le début des années 1990, le paradigme était un univers composé entièrement de matière à la densité critique. Il y avait quelques difficultés en particulier au niveau de l'âge des plus vieilles étoiles mais les incertitudes permettaient de maintenir la cohérence du modèle.

La décennie écoulée a vu ce modèle remis complètement en question. Les observations des grandes structures ont posé les premiers jalons du nouveau paradigme. En effet, les mesures basées sur l'étude des fluctuations de la distribution de masse d'amas de galaxies ont montré que la densité de matière était faible (bien en dessous de la valeur canonique de l'époque de 1) autour de 0.2 (White, Efstathiou & Frenk (1993)). Pour maintenir la cohérence théorique et en particulier pour garder un univers de densité critique indispensable pour les modèles d'inflation, il manquait plus de la moitié de l'énergie. C'est à partir de cette époque que la constante cosmologique de Einstein a commencé à refaire parler d'elle (Caroll, Press & Turner (1992)).

Elle avait comme principal avantage de réconcilier les mesures d'âge des étoiles en permettant d'avoir des univers avec un âge plus grand (autour de 15 milliards d'années), de permettre d'avoir une densité critique malgré une faible densité de matière et ainsi permettre une période d'inflation¹². Cependant, jusqu'au milieu des années 1990, l'introduction de la constante cosmologique n'était qu'une pure convenance théorique permettant la cohérence interne des modèles. Aucune mesure directe n'avait pu la mettre en évidence.

La première indication directe d'une composante dans l'univers en plus de la matière noire est venue en 1998 de la mesure de distances à des supernovæ de type Ia à des décalage vers le rouge de l'ordre de 0.5 (Perlmutter et al. (1999) & Riess et al. (1998)). Cette mesure fournit au premier ordre une valeur de $\Omega_M - \Omega_\Lambda$. Elle a montré que l'expansion de l'univers était non pas en décélération (comme l'imposerait un univers uniquement composé de matière), mais en accélération. La figure de gauche 1.8 montre le contour de confiance dans le plan $(\Omega_M, \Omega_\Lambda)$ obtenue par le Supernova Cosmology Project à l'aide de 42 supernovæ de type Ia distantes. En particulier, l'ellipse exclut un univers sans constante cosmologique à 3σ . De plus, en faisant l'hypothèse que l'univers est plat, la valeur la plus favorisée de Ω_Λ est autour de 0.7.

La figure 1.8 montre la comparaison entre les mesures faites avec les supernovæ, les amas de galaxies et le fond diffus cosmologique. La concordance des trois mesures strictement indépendantes a permis de renforcer le résultat de la mesure des supernovæ.

(Spergel et al. (2003) & Efstathiou et al. (2002)).

La constante cosmologique est donc passée en dix ans du statut de constante oubliée à un des paramètres majeurs de la cosmologie moderne.

En utilisant la définition 1.20 de Ω_Λ , on peut construire une densité d'énergie pour la constante cosmologique :

$$\rho_\Lambda = \frac{\Lambda}{8\pi G} \quad (1.32)$$

¹²Les modèles d'inflation prédisent une période d'expansion exponentielle (dominée par un champ scalaire) peu de temps après le Big Bang. Une phase d'inflation produit mécaniquement un univers plat.

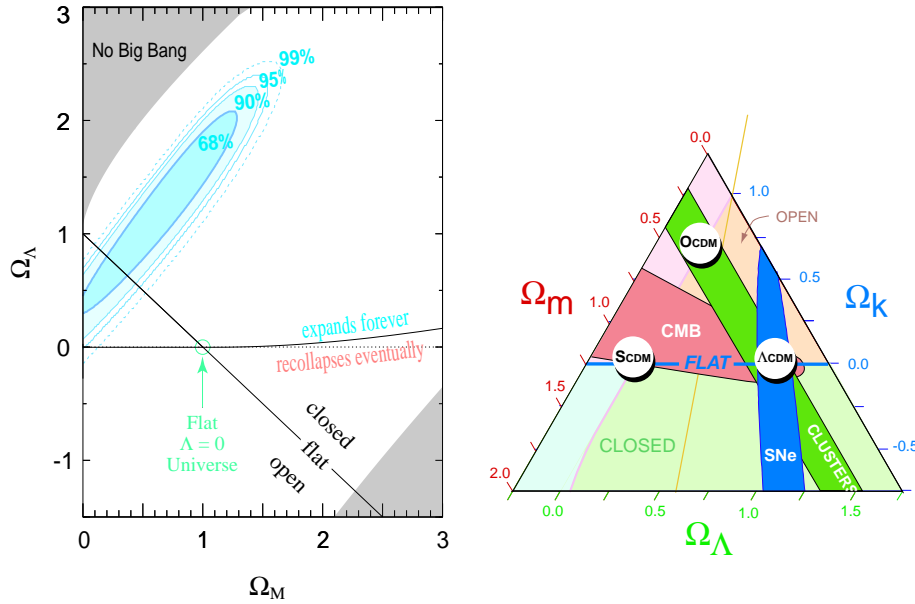


FIG. 1.8 – Sur la gauche, le contour de confiance dans le plan $(\Omega_M, \Omega_\Lambda)$ venant de la mesure des distances de luminosité de 42 supernovæ de type Ia par le Supernova Cosmology Project issues de Perlmutter et al. (1999). Sur la droite, le “triangle cosmique” qui donne suivant les contours de confiance obtenus par les mesures venant du CMB (principalement les données de Boomerang), des mesures sur les amas de galaxie et le résultat des supernovæ. Elle montre, en particulier, la concordance des résultats entre les trois méthodes basées sur des analyses complètement indépendantes. Cette figure est tirée de Bahcall et al. (1999)

Cette densité ne dépend pas du temps. La conservation de l’énergie impose $d(\rho_\Lambda a^3) = -Pd(a^3)$ et donc $\rho_\Lambda \propto -P_\Lambda$. La constante cosmologique peut donc être réinterprétée comme un fluide de densité constante au cours du temps, strictement homogène spatialement et de pression négative.

La pression négative agit comme une gravitation répulsive et permet ainsi d’expliquer l’accélération de l’expansion lorsque celle-ci devient dominante.

L’homogénéité spatiale permet d’expliquer pourquoi on ne voit pas son influence au niveau des galaxies et des amas, en particulier, au moment de la formation des structures.

Ces caractéristiques sont en tout point similaires à celles du vide (le niveau d’énergie minimum) de toute théorie quantique; la mise en évidence de l’accélération de l’univers a donc eu aussi un impact fort dans la communauté de la physique des particules.

Une foison d’articles sont parus pour tenter d’expliquer la nature de cette étrange composante. Serait-ce une “vraie” constante cosmologique, la signature de l’énergie du vide des champs quantiques, ou bien encore un nouveau champ scalaire de type quintessence ou enfin la présence de défauts topologiques (cordes cosmiques, parois de domaine).

Au moment de sa découverte et encore aujourd’hui, cette nouvelle composante n’a pas livré le secret de sa nature, elle porte suivant les auteurs et les hypothèses plusieurs noms : constante cosmologique, énergie du vide, énergie sombre ou noire, quintessence...

Dans la suite, nous présenterons celle-ci en suivant principalement Turner (2001) et l’appellerons énergie noire (Ω_X).

Pour rendre compte des observation, l’énergie noire doit avoir les caractéristiques suivantes :

1. Ne pas émettre ni absorber de lumière.
2. Une pression négative importante $|P_X| \simeq |\rho_X|$.
3. Homogénéité (elle ne s'aggrave pas dans les structures).
4. Comme elle a une pression du même ordre de grandeur que sa densité, c'est une énergie plutôt qu'une forme de matière, elle est très différente de la matière noire.

★ **L'énergie du vide : la plus grande erreur de la physique ?**

La seule forme covariante d'énergie du vide est :

$$T_{vide}^{\mu\nu} = \rho_{vide} g^{\mu\nu} \quad (1.33)$$

En utilisant l'équation 1.10, le vide quantique prend la forme d'un fluide parfait de densité ρ_{vide} constante¹³ et de pression $P_{vide} = -\rho_{vide}$ isotrope et parfaitement uniforme.

Il semble donc que l'énergie du vide est le candidat parfait pour expliquer l'énergie noire.

Cependant, malgré de nombreux efforts théoriques, les contributions de ce vide intégrées selon les préceptes de la théorie des champs donnent une contribution au moins 10^{55} fois supérieure à ce qui est effectivement observé. C'est le *problème de l'énergie du vide*.

La supersymétrie pourrait venir à la rescousse. En effet, dans les modèles les plus simples de supersymétrie (Weiss-Zumino), contrairement aux autres théories des champs, le vide (son niveau d'énergie fondamental) du champ est imposé par les symétries et est nul. Cependant, pour pouvoir être capable de créer des masses, la supersymétrie doit être brisée à l'échelle électro-faible ($\simeq 100 GeV$) et nous sommes ramenés au problème précédent. De plus, même s'il existe une symétrie de la nature permettant d'avoir une énergie du vide nulle, la question qui se pose est : pourquoi l'énergie du vide est-elle non-nulle mais surtout pourquoi est-elle si petite ?

La théorie des cordes n'a pas apporté de réponse à cette question même si elle semble être, à l'heure actuelle, la seule théorie qui marie la relativité générale et la mécanique quantique. De plus, il semble y avoir de sérieux problèmes de compatibilité entre la théorie des cordes perturbatives et un univers de De Sitter.

★ **La phénoménologie de l'énergie noire : Une nouvelle forme de matière ?**

Les théoriciens ont proposé de nombreuses possibilités pour rendre compte de l'énergie noire :

- Un réseau de défauts topologiques (parois de domaine, cordes cosmiques,...)
- Champs scalaires : quintessence.
- Modèles de brane et de dimensions supplémentaires.
- Physique des axions : couplage de la matière noire et de l'énergie noire.

La façon la plus simple de paramétriser cette énergie noire est son équation d'état.

Comme nous l'avons vu l'univers est homogène et isotrope ceci implique que le tenseur énergie impulsion doit prendre une forme correspondant à un fluide parfait :

$$T_X^{\mu\nu} = diag [\rho_X, -P_X, -P_X, -P_X] \quad (1.34)$$

où P_X est une pression isotrope et $\rho_X = 2.7 \cdot 10^{-47} GeV^4$, l'ordre de grandeur en énergie est donc $\rho_X^{1/4} = 2 - 3 \cdot 10^{-3} eV$.

On peut caractériser la pression par son rapport à la densité d'énergie :

$$\omega_X \equiv \frac{P_X}{\rho_X} \quad (1.35)$$

¹³En effet, le "rien" ne subit pas l'expansion

ω_X n'est pas nécessairement une constante, mais pourrait être une fonction explicite d'état du temps et du décalage vers le rouge.

Le tableau 1.2 montrent les valeurs de ω pour un certain nombre de modèles.

La figure 1.9 montre les ellipses de confiance dans le plan (ω, Ω_M) pour plusieurs combinaisons de mesures. Cette mesure part de l'hypothèse d'un univers plat et d'une valeur de ω constante. Nous voyons que les valeurs les plus favorisées sont entre -0.7 et -1. Ceci semble déjà exclure les modèles de défauts topologiques.

[!htb]

X	ω_X
Constante cosmologique Λ	-1
cordes cosmiques	-1/3
Parois de domaine	-2/3
Quintessence	$\frac{1/2\dot{\phi}^2 - V(\phi)}{1/2\dot{\phi}^2 + V(\phi)}$

TAB. 1.2 – Équation d'état de l'énergie noire en fonction de sa nature. Dans le cas de la quintessence ω varie dynamiquement entre -1 et 1.

★ Le paradoxe Nancy Kerrigan ¹⁴

Une contrainte importante sur l'énergie noire est qu'elle ne doit pas avoir influencé le processus de formation des structures. Ω_M devait être très largement dominant dans le passé ($\Omega_M \gg \Omega_X$ quand $z \rightarrow \infty$).

Il y a donc un problème de coïncidence, Ω_X était négligeable dans le passé et sera dominant dans le futur. Nous vivons donc à une période où $\Omega_M \simeq \Omega_X$. Cette coïncidence est peut être un point important pour permettre de conclure sur sa nature. Cependant, une explication anthropique pour la valeur de Ω_X n'est pas écartée : en considérant que l'univers que nous connaissons n'est qu'une réalisation d'univers pour un certain jeu de paramètres, alors la valeur de la constante cosmologique est juste la réalisation qui a permis aux structures de se former et ainsi la vie.

★ La quintessence

Un modèle simple pour décrire l'énergie noire est d'introduire un champ scalaire avec une évolution très lente vers son état fondamental. Dans un univers en expansion, un champ scalaire de potentiel $V(\phi)$ avec un couplage minimum à la gravité obéit à l'équation de Klein-Gordon suivante :

$$\ddot{\phi} + 3H\dot{\phi} + V'(\phi) = 0 \quad (1.36)$$

Où H est le taux d'expansion de l'univers, les points indiquent les dérivées par rapport au temps. Le taux d'expansion agit comme un terme de frottement, le champ est à peu près stationnaire quand $H > \sqrt{V''(\phi)}$ et libre de relaxer vers son fondamental quand $H < \sqrt{V''(\phi)}$. La densité d'énergie de ce champ peut s'écrire $\rho_\phi = \frac{1}{2}\dot{\phi}^2 + V(\phi)$ et sa pression $p_\phi = \frac{1}{2}\dot{\phi}^2 - V(\phi)$, ce qui implique que son équation d'état s'écrit :

¹⁴Pour la petite histoire, le paradoxe Nancy Kerrigan tient son nom de la patineuse américaine championne en 1994 aux jeux olympiques qui fut blessée par l'ami de sa rivale sur la glace peu de temps avant les jeux olympiques de 1998. Elle s'est écrié peu de temps après l'agression "Why me, Why now?".

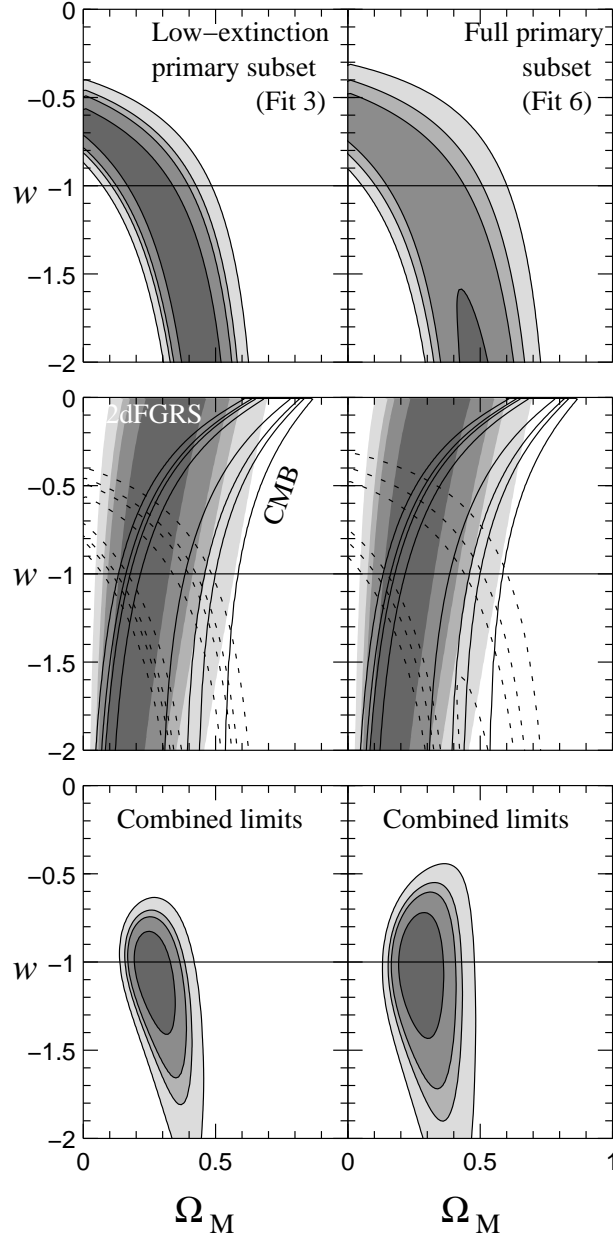


FIG. 1.9 – Ellipse dans le plan (ω, Ω_M) pour un univers plat. En haut, sont présentées les mesures venant des supernovæ. Au milieu, sont superposées les ellipses des supernovæ, celle venant de la mesure sur les grandes structures par 2dF et celle venant de l'observation du fond diffus cosmologique. En bas sont représentées les limites combinées de ces trois mesures. Cette figure est tirée de Knop & *et al.* (2003).

$$\omega = \frac{p}{\rho} = \frac{\frac{1}{2}\dot{\phi}^2 - V(\phi)}{\frac{1}{2}\dot{\phi}^2 + V(\phi)} \quad (1.37)$$

On voit que l'équation d'état de ce champ varie dans le temps. Si les variations au cours du temps sont faibles ($\dot{\phi}^2 \ll V(\phi)$), nous avons $\omega \simeq -1$ et le champ scalaire a le comportement effectif d'une

constante cosmologique (tableau 1.2).

Les principaux avantages de ce type de modèle dynamique sont :

1. Il s'accorde avec une énergie du vide quantique nulle, le champ de quintessence n'aurait simplement pas eu le temps de relaxer vers son fondamental.
2. La nature dynamique du champ de quintessence permet de donner une explication au paradoxe Nancy-Kerrigan. En effet, l'évolution du champ de quintessence peut suivre de manière plus ou moins parallèle l'évolution de la densité de matière. Cependant, la valeur de la densité de champ dépend de manière sensible des paramètres du potentiel $V(\phi)$.

★ L'univers : Le laboratoire pour étudier l'énergie noire.

L'énergie noire est intrinsèquement très diffuse, de très faible énergie et donc impossible à reproduire en accélérateur, inobservable dans les amas ou les galaxies. Le seul laboratoire est l'univers entier.

La première influence observable de l'énergie noire est qu'elle fixe le taux d'expansion qui affecte la distance $r(z)$ à des objets observés à un décalage vers le rouge donné z :

$$H^2(z) = H_0^2(1+z)^2 [\Omega_M + \Omega_X(1+z)^{3\omega}] , \quad r(z) = \int_0^z \frac{du}{H(u)} \quad (1.38)$$

On a supposé ici que l'univers est plat. Les mesures de distances sont donc l'outil parfait pour contraindre le paramètre ω . Nous verrons dans le chapitre suivant en détail comment elles sont estimées et comment on peut en extraire des informations cosmologiques.

★ Énergie noire et avenir de l'univers : L'univers est-il réellement en expansion infinie ?

La présence de Ω_X implique que le futur de l'univers n'est plus déterminé par la seule géométrie, un univers fermé peut avoir une expansion éternelle sous l'influence de Ω_X .

Dans le paradigme actuel l'univers devrait continuer à s'étendre exponentiellement. L'univers visible sera dans un futur lointain composé de la centaine de galaxies qui composent notre amas local.

Cependant, l'univers peut à nouveau connaître une période de domination par la matière si X se dissipe. On peut aussi envisager une recontraction si X se désintègre en particule pour créer une constante cosmologique effective négative.

★ Les sondes de l'énergie noire et l'avenir...

Les mesures actuelles indiquent que ω_x est compris entre -1 et -0.6 avec un niveau de confiance de 2σ . L'échelle de décalage vers le rouge la plus sensible est $0.2 \rightarrow 2$. Dans cette gamme de décalage vers le rouge, le flot de Hubble est largement atteint. De plus, cette gamme de décalage vers le rouge permet de tracer l'évolution de la densité d'énergie noire sur toute la période où elle prédomine. Au delà de 2, la matière devient dominante et détermine l'expansion. Enfin, l'évolution en fonction du décalage vers le rouge pourrait permettre de mesurer une éventuelle évolution de l'équation d'état¹⁵.

Les mesures des anisotropies du fond diffus cosmologique ont un pouvoir limité, les mesures qui pourront être faites par le satellite dédié Planck pourront au mieux atteindre des précisions de l'ordre de 10%. De plus, ces mesures n'ont qu'un levier limité en décalage spectral, et ne seront pas capables de faire de mesure différentielle de ω .

Le satellite SNAP¹⁶ pourra avec l'observation de plus de 2000 supernovæ par an atteindre une précision $\sigma_\omega = 0.05$ en considérant une incertitude intrinsèque de la luminosité de 14% (Aldering

¹⁵Comme c'est le cas pour les modèles de quintessence

¹⁶Pour SuperNovae Acceleration Probe

et al. (2002)). De plus, si on arrive à mesurer indépendamment Ω_M avec une précision de 10%, la précision sur les mesures de Ω_X sera multipliée par trois et on aura accès à la première dérivée $\omega' = d\omega/dz$ de l'équation d'état avec une précision $\sigma_{\omega'}$ de 0.16.

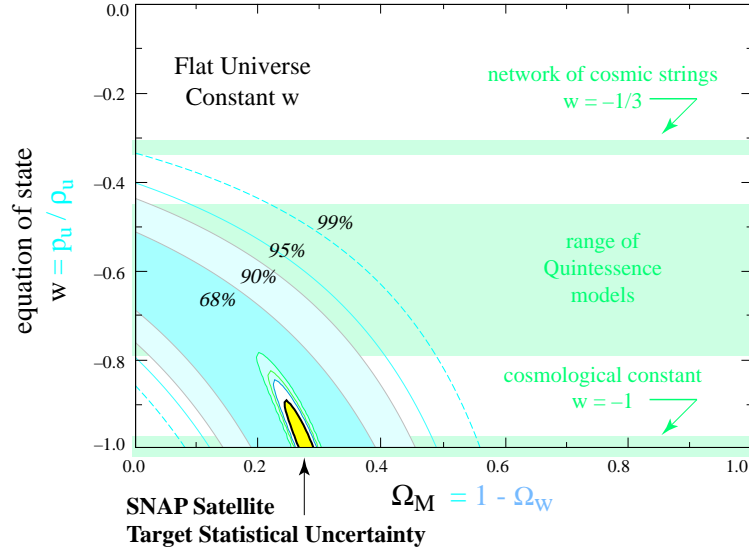


FIG. 1.10 – Contour de confiance dans le plan (Ω_M, ω_X) attendu par le satellite SNAP qui devrait observer 2000 supernovæ par an pendant 3 ans avec des décalages vers le rouge compris entre 0.1 et 1.7.

Les méthodes de comptage de galaxies et d'amas ont potentiellement la même précision que les supernovæ de type Ia. Cependant, de nombreux problèmes de systématiques entachent ce type de mesure et les mesures dépendent fortement des modèles considérés.

Enfin, la mesure des effets de lentilles faibles sur une surface de 1000 degrés² donnerait une précision sur Ω_X de l'ordre de grandeur des autres sondes cosmologiques mais ne permettrait pas de faire de mesure différentielle de ω (Huterer (2002)).

1.10 Conclusion

Nous avons vu dans ce chapitre que l'univers était composé d'environ un tiers de matière non-baryonique, et d'une composante encore plus mystérieuse baptisée énergie noire. Les autres composantes identifiées (baryons et photons) contribuent probablement marginalement au bilan d'énergie. Nous verrons dans le prochain chapitre comment les mesures de distance et en particulier celles de distance de luminosité permettent de contraindre les paramètres cosmologiques et la nature de l'énergie noire.

Chapitre 2

Mesures de distances en cosmologie

*La nature est un temple où de vivants piliers
Laissent parfois sortir de confuses paroles ;
L'homme y passe à travers des forêts de symboles
Qui l'observent avec des regards familiers.*

*Comme de longs échos qui de loin se confondent
Dans une ténébreuse et profonde unité,
Vaste comme la nuit et comme la clarté,
Les parfums, les couleurs et les sons se répondent.*

*Il est des parfums frais comme des chairs d'enfants,
Doux comme les hautbois, verts comme les prairies,
-Et d'autres corrompus, riches et triomphants,*

*Ayant l'expansion des choses infinies,
Comme l'ambre, le musc, le benjoin et l'encens
Qui chantent les transports de l'esprit et des sens.*

Charles Beaudelaire in *Correspondances*

Nous présentons dans ce chapitre les différents types de mesure de distance en cosmologie. En particulier, nous présentons comment la mesure de la distance de luminosité permet de contraindre les paramètres cosmologiques présentés au premier chapitre.

Nous présentons, dans un deuxième temps, comment en pratique est réalisée la mesure de distance. En particulier, nous décrivons comment des mesures du flux d'objets dont la luminosité intrinsèque est connue (les chandelles standards) permet des mesures de distances.

Enfin, nous présentons les différents problèmes observationnels qui se posent en pratique pour mesurer des distances.

2.1 Mesures de distances

Il existe 3 types de mesure de distance physique : respectivement les distances de luminosité, angulaire et de mouvement propre (Caroll, Press & Turner (1992)) et une distance abstraite qui correspondrait à la distance mesurée avec une “règle” cosmique : la distance propre.

2.1.1 Le modèle d'univers actuel et les mesures de distance

Comme nous l'avons vu, l'évolution dynamique de l'univers correspond à son contenu énergétique. Les observations les plus récentes nous ont appris que l'univers est essentiellement composé de deux types de fluides. Le premier est sous la forme de matière noire non relativiste. Le second a une nature pour le moment encore inconnue ; il a un comportement similaire à la constante cosmologique. Voyons quelles sont dans ce paradigme les solutions des équations de Friedmann-Lemaître.

En ne considérant que ces deux fluides, l'équation de Friedmann 1.23 peut se réécrire sous la forme :

$$\left(\frac{H}{H_0}\right)^2 = \left(\frac{\dot{a}}{a}\right)^2 = \Omega_{M_0}(a^{-3} - a^{-2}) + \Omega_{\Lambda_0}(1 - a^{-2}) + a^{-2} \quad (2.1)$$

La lumière suit les géodésiques de l'univers, on peut donc écrire la coordonnée comobile χ entre deux points comme :

$$\chi = \int_{t_0}^t \frac{dt}{R(t)} \quad (2.2)$$

On en déduit la valeur de la distance comobile en fonction de $a(z)$: $\chi(z) = 1/R_0 \int_1^{a(z)} da/a\dot{a}$, puis du décalage vers le rouge et des paramètres cosmologiques :

$$\chi(z) = \sqrt{|\Omega_{k_0}|} \int_0^z [(1+z')^2(1 + \Omega_{M_0}z') - \Omega_{\Lambda_0}z'(2+z')]^{-1/2} dz' \quad (2.3)$$

Cette expression est à la base de toutes les estimations des paramètres cosmologiques géométriques.

2.1.2 La distance propre

Si on considère les deux points en coordonnées comobiles : $[\chi_1, \theta, \phi]$ et $[\chi_2, \theta, \phi]$, leur distance comobile est : $\Delta\chi = \chi_1 - \chi_2$. La distance propre entre ces deux points est définie par :

$$D_{propre}(t) = R(t)\Delta\chi \quad (2.4)$$

Cette distance ne correspond à aucune mesure pratique, elle serait la distance obtenue si on mesurait la distance avec une gigantesque règle cosmique. Dans le cas d'un univers fermé ($k=1$), $0 < \chi < 2\pi$, il existe une distance propre maximum : $D_{max}^{propre} = \pi R(t)$. Dans ce cas, $R(t)$ a vraiment le sens d'un "rayon de l'univers".

2.1.3 La distance de luminosité

Si on considère un objet de luminosité intrinsèque \mathcal{L} dont le rayonnement est isotrope, ce rayonnement sera alors uniformément distribué sur une sphère. Dans la métrique de Robertson-Walker, l'élément de surface s'écrit : $dS^2 = R^2(t)r^2(t)(d\theta^2 + \sin^2\theta d\phi^2)$. La surface totale de la sphère s'écrit donc : $4\pi R^2(t)r^2$. Ainsi, pour une mesure à $t = t_0$, on a, exprimé dans le système de coordonnées comobiles :

$$S = 4\pi R_0^2 \mathcal{S}_k^2(\chi) \quad (2.5)$$

Si maintenant, nous considérons un télescope dont le miroir a une surface A , la fraction des photons émis qui atteint le miroir est donc le rapport de ces deux surfaces : $\frac{A}{S}$.

De plus, un photon émis avec une énergie $h\nu_1$, est décalé vers le rouge à l'énergie $h\nu_0 = h\nu_1 \frac{a(t_0)}{a(t_1)}$. Enfin, les photons émis pendant l'intervalle δt_1 seront observés dans un intervalle $\delta t_0 = \delta t_1 \frac{a(t_0)}{a(t_1)}$. La puissance reçue par le miroir s'écrit donc comme le rapport des surfaces, multiplié par la luminosité intrinsèque de l'objet, multiplié par $\left(\frac{a(t_0)}{a(t_1)}\right)^2$:

$$P = \frac{A}{4\pi R_0^2 \mathcal{S}_k^2(\chi)} \mathcal{L} \left(\frac{a(t_0)}{a(t_1)} \right)^2 \quad (2.6)$$

Par définition, la luminosité apparente ou flux est la puissance reçue par unité de surface : $f \equiv \frac{P}{A}$. On peut finalement récrire, en réintroduisant le décalage vers le rouge $1 + z = \frac{a(t_0)}{a(t_1)}$:

$$f = \frac{\mathcal{L}}{4\pi R_0^2 \mathcal{S}_k^2(\chi)} \frac{1}{(1+z)^2} \quad (2.7)$$

La distance de luminosité est définie comme :

$$d_L^2 \equiv \frac{\mathcal{L}}{4\pi f} = R_0^2 \mathcal{S}_k^2(\chi) (1+z)^2 \quad (2.8)$$

Et ainsi,

$$d_L = R_0 \mathcal{S}_k(\chi) (1+z) \quad (2.9)$$

En utilisant, l'équation 2.3 dans le cadre d'un modèle d'univers avec constante cosmologique et la définition de Ω_{k_0} (1.20), il vient :

$$d_L(z) = \frac{c(1+z)}{H_0 \sqrt{|\Omega_{k_0}|}} \mathcal{S}_k \left(\sqrt{|\Omega_{k_0}|} \int_0^z [(1+z')^2 (1 + \Omega_{M_0} z') - \Omega_{\Lambda_0} z' (2+z')]^{-1/2} dz' \right) \quad (2.10)$$

Pour des décalages vers le rouge petits, on peut réécrire cette relation :

$$d_L = \underbrace{\frac{cz}{H_0} \left(1 + \frac{1-q_0}{2} z + \mathcal{O}(z^2) \right)}_{\text{pour } z \ll 1} \quad (2.11)$$

La mesure du flux f d'un objet dont on connaît la luminosité intrinsèque (une *chandelle standard*) permet donc une mesure directe de la distance, et donc de contraindre les paramètres cosmologiques.

De plus, l'équation 2.11 montre que la mesure de distance d'objets dont le décalage vers le rouge est petit devant 1 permet la mesure de la constante de Hubble au premier ordre et du paramètre de décélération au second ordre.

C'est principalement ce type de mesure qui a été réalisé pour la mesure de la constante de Hubble que nous avons présentée dans le chapitre précédent. En utilisant la mesure de distance d'objets dans le flot de Hubble (pour des décalages vers le rouge autour de 0.05).

La même méthode a été appliquée pour la détermination des paramètres cosmologiques en utilisant les supernovæ comme chandelles standards à des décalages vers le rouge autour de 0.5.

L'ambition de cette thèse est d'utiliser cette même méthode pour des supernovæ à des décalages vers le rouge plus importants (typiquement 1). En effet, comme le montre la figure 2.1, les différents modèles (correspondant à différents jeux de paramètres cosmologiques) voient leur écarts augmenter avec le décalage vers le rouge.

A chaque valeur de décalage vers le rouge, mesurer une distance de luminosité (une seule quantité) contraint une combinaison linéaire des paramètres cosmologiques que l'on souhaite estimer. Pour le

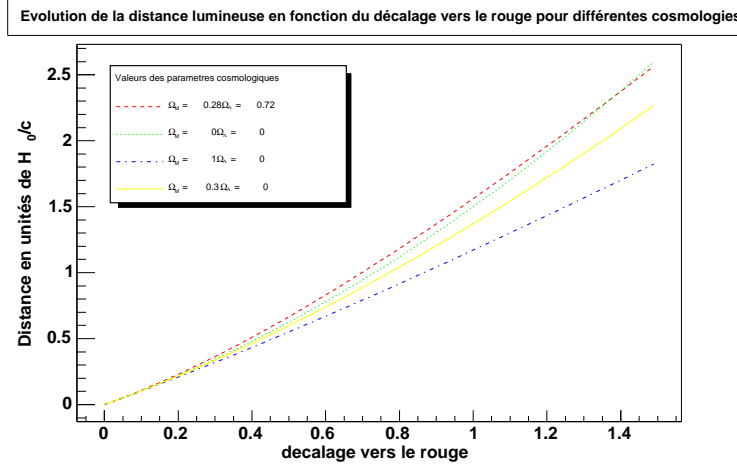


FIG. 2.1 – Distance de luminosité en fonction du décalage vers le rouge pour 4 modèles d’univers différents. Un univers vide ($\Omega_M = 0$ et $\Omega_\Lambda = 0$), un univers plat sans constante cosmologique ($\Omega_M = 1$ et $\Omega_\Lambda = 0$), un univers ouvert sans constante cosmologique ($\Omega_M = 0.3$ et $\Omega_\Lambda = 0$) et enfin le modèle favorisé actuellement, un univers plat avec une constante cosmologique dominante ($\Omega_M = 0.28$ et $\Omega_\Lambda = 0.72$). On remarquera que la dégénérescence entre les différents modèles commence à être levée pour des décalages vers le rouge autour de 0.5.

cas $(\Omega_M, \Omega_\Lambda)$, on peut paramétriser cette combinaison mesurée comme $l(z) = \gamma(z)\Omega_M - \Omega_\Lambda$. La figure 2.2 montre les valeurs de $\gamma(z)$ pour divers scénarios cosmologiques, et montre que γ évolue de 0.5 à 2 en allant de $z=0$ à 1. la valeur $\gamma = 1$ pour laquelle la combinaison mesurée est orthogonale à la courbure est très proche de $z=0.5$ pour les scénarios considérés.

Nous verrons dans la suite 6 que les mesures à très grand décalage vers le rouge permettent aussi de mieux comprendre les erreurs systématiques.

2.1.4 Retour sur l’énergie noire

Comme nous l’avons au chapitre précédent, une “vraie” constante cosmologique n’est qu’un modèle parmi d’autre pour expliquer l’accélération de l’expansion. En reprenant, l’équation d’état 1.35, on peut récrire la distance de luminosité comme :

$$d_L = (1+z) \frac{c}{H_0 |\Omega_{k0}|^{1/2}} \mathcal{S}_k \left(|\Omega_{k0}|^{1/2} \int_0^z \frac{dz'}{[\Omega_{M0}(1+z')^3 + \Omega_{\Lambda0}(1+z')^{3(1+\omega_X)}]^{1/2}} \right) \quad (2.12)$$

Si de plus, on fait l’hypothèse que la fonction d’état de l’énergie noire est variable dans le temps ou de façon équivalente avec le décalage vers le rouge, elle devient :

$$P_X = \omega_X(z) \rho_X \quad (2.13)$$

La conservation de l’énergie permet de déterminer l’évolution de la densité de l’énergie noire :

$$d(\rho_X a^3) = -\omega_X(z) \rho_X d(a^3) \quad (2.14)$$

donc :

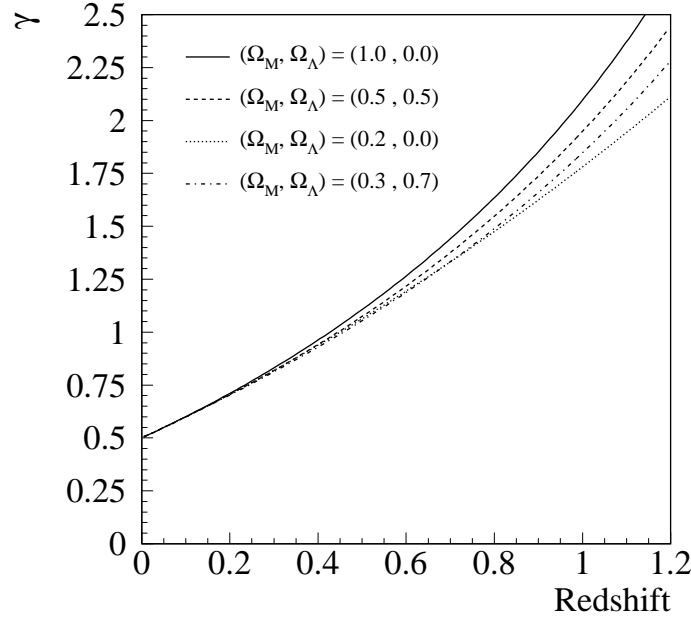


FIG. 2.2 – Tangente de l'angle de dégénérescence $(\Omega_M, \Omega_\Lambda)$ comme fonction du décalage vers le rouge pour 4 modèles d'univers différents. On paramétrise la combinaison mesurée à un décalage donné comme $\gamma(z)\Omega_M - \Omega_\Lambda$. La combinaison mesurée évolue de $q_0 = \Omega_M/2 - \Omega_\Lambda$ à $z=0$ jusqu'à $2\Omega_M - \Omega_\Lambda$ à $z=1$. Cela illustre incidemment que l'influence de la constante cosmologique décroît quand z croît.

$$\rho_X(z) = \rho_{X_0} e^{3\left(\int_0^z \frac{\omega_X(z')+1}{1+z'} dz'\right)} \quad (2.15)$$

Et finalement, on peut récrire la distance de luminosité comme :

$$d_L = (1+z) \frac{c}{H_0 |\Omega_{k_0}|^{1/2}} \mathcal{S}_k \left(\left[|\Omega_{k_0}|^{1/2} \int_0^z \frac{dz'}{\left[\Omega_{M_0} (1+z')^3 + \Omega_{\Lambda_0} e^{3\left(\int_0^{z'} \frac{1+\omega_X(z'')}{1+z''} dz''\right)} \right]^{1/2}} \right] \right) \quad (2.16)$$

En principe, il est donc possible de mesurer la dépendance de ω_X en fonction du décalage vers le rouge en mesurant des distances de luminosité. Comme nous l'avons vu dans le premier chapitre, cette mesure est extrêmement difficile et n'est, dans l'état actuel des observations, pas réalisable. Cependant, comme le montrent Astier (2000) et Goliath, Amanullah, Astier, Goobar & Pain (2001), le futur satellite SNAP sera en mesure d'estimer les variations de ω_X en fonction du décalage vers le rouge. En particulier, il est discuté la précision qui pourra être atteinte, en mesurant la distance de 2000 supernovæ, sur les mesures des premières dérivées de $\omega_X(z)$.

2.2 Les mesures de distances de luminosité : la pratique

La mesure de la luminosité intrinsèque d'un objet est en général exprimée comme sa magnitude mesurée à une distance de 10 pc dans un filtre d'observation. On a, si on définit \mathcal{L} comme étant la luminosité (son énergie lumineuse émise par unité de temps), et $I(\lambda)$, la distribution normalisée en longueur d'onde λ de l'intensité de l'objet, son flux dans un filtre s'exprime :

$$f_{\text{filtre}} = \frac{\mathcal{L} \cdot I(\lambda)}{4\pi(10\text{pc})^2} \quad (2.17)$$

en utilisant les définitions des magnitudes données dans l'annexe A, on a :

$$m_{\text{filtre}} = -2.5 \log_{10}(F(\text{filtre})) + 2.5 \log_{10}(f_0(\text{filtre})) \quad (2.18)$$

En utilisant, ces définitions, il vient :

$$\mathcal{M} = -2.5 \log_{10} \left(\frac{\mathcal{L}}{4\pi(10\text{pc})^2} \right) \quad (2.19)$$

On peut finalement ré-exprimer la magnitude de notre objet comme :

$$m(z) = \mathcal{M} + 25 - 5 \log_{10}(H_0) + 5 \log_{10}(\mathcal{D}(z, \Omega_M, \Omega_X)) \quad (2.20)$$

avec $\mathcal{D} = H_0 d_L$.

En considérant des décalages vers le rouge petits devant 1 et en utilisant l'équation 2.11, cette relation peut se récrire :

$$m(z) = \mathcal{M} + 25 + 5 \log_{10}(cz) - 5 \log_{10} H_0 + 1.086(1 - q_0)z \quad (2.21)$$

Le diagramme construit en portant la magnitude de l'objet en ordonnée et le décalage vers le rouge en abscisse est appelé diagramme de Hubble. En illustration, le diagramme de Hubble obtenu grâce à la mesure d'une soixantaine de supernovæ de type Ia dans le cadre du Supernovae Cosmologie Project.

En pratique, on effectue ces mesures en comparant un lot de chandelles standards proches à un lot de chandelles standard lointaines. Pour les deux lots, les termes dépendant de la luminosité intrinsèque de l'objet et la constante de Hubble sont identiques.

La comparaison des distances des objets proches et lointains permet donc en pratique de découpler complètement les mesures de $(\Omega_{M_0}, \Omega_\Lambda)$ de la constante de Hubble¹.

Comme le montre la figure 2.3, la partie du diagramme à grands décalages vers le rouge (autour de 0.5) permet de lever la dégénérescence entre les différents jeux de paramètres cosmologiques. Dans le domaine des petits décalages vers le rouge, la relation 2.21 montre que la relation entre la magnitude et le décalage vers le rouge est logarithmiquement linéaire. L'extrapolation de cette relation permet de mesurer une combinaison linéaire de la magnitude intrinsèque de l'objet et de la constante de Hubble. La connaissance de la luminosité intrinsèque permet donc en principe une mesure de la constante de Hubble.

C'est en partie cette technique² qui a été mise en œuvre pour la détermination de la constante de Hubble dans le cadre du HST Key Project (Freedman et al. (2001)) que nous avons présenté dans le premier chapitre. Les résultats sont résumés dans le tableau 1.1.

¹Les résultats venant des mesures de distance de luminosité et des supernovæ en particulier n'ont donc pas comme la plupart des autres mesures de paramètres cosmologiques de dépendances en h .

²Les autres techniques reposent sur des mesures de distance angulaire.

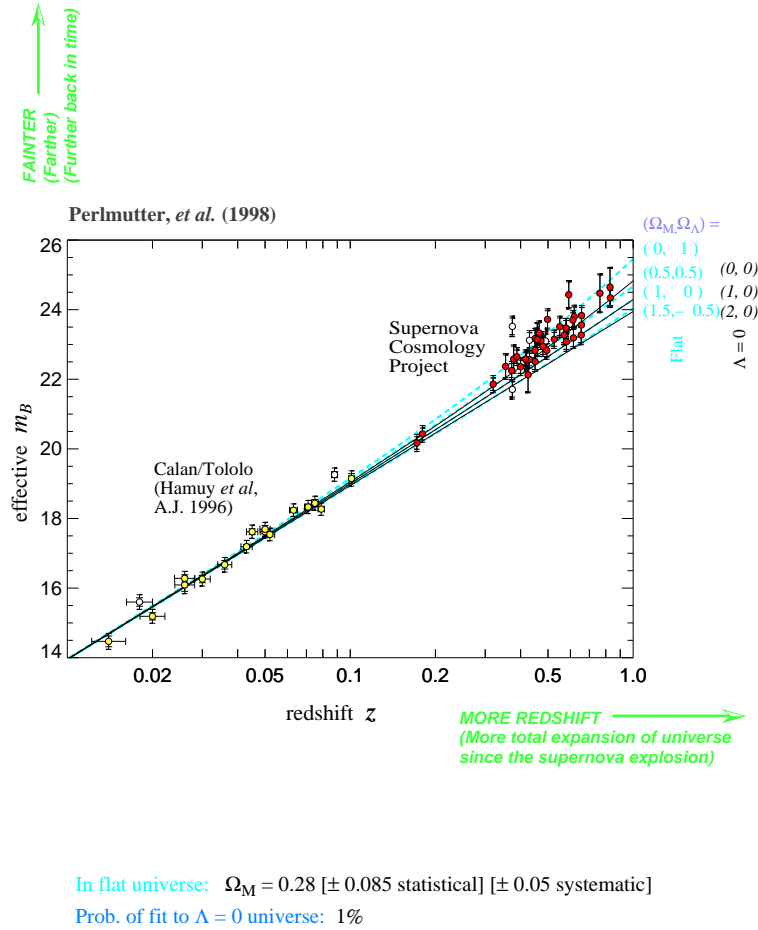


FIG. 2.3 – Diagramme de Hubble pour 60 supernovæ de type Ia. Cette figure montre en particulier la levée de dégénérescence entre les différents modèles d'univers pour des décalages vers le rouge au delà de 0.5.

Les chandelles standards sont donc en principe un outil extrêmement puissant pour contraindre les paramètres cosmologiques : la constante de Hubble à petits décalages vers le rouge (autour de 0.1) et les densités réduites à grand décalage vers le rouge.

Cependant, il existe plusieurs difficultés. La première est qu'il faut trouver des objets dont la luminosité permet la mesure d'un flux pour des grands décalages vers le rouge. Ce n'est le cas en pratique que pour les galaxies et les supernovæ. Nous verrons dans la suite pourquoi les supernovæ et surtout, une classe particulière de supernova permet ce genre de mesure. Les galaxies ont été utilisées depuis Hubble pour construire des diagrammes de Hubble³.

Un certain nombre d'autres difficultés viennent affecter les mesures. Elles sont liées principalement aux conditions d'observations, dans la suite nous présentons les principales corrections et biais liés aux mesures de flux.

³à commencer par Hubble lui même qui a établi sa loi grâce à la mesure de flux de galaxies.

2.3 Les corrections aux mesures de flux

Dans cette partie, nous présentons les principales corrections et biais qu'impliquent des mesures de flux. Le premier effet vient de la réponse limitée de la bande passante des appareils de mesures : la correction K.

D'autre part, la présence de nuage de gaz interstellaire dans notre galaxie et dans le milieu intergalactique entraîne une atténuation du flux.

De plus, un certain nombre de biais observationnels peuvent intervenir. En particulier, des effets d'évolution (chimique) qui pourrait entraîner une évolution de la luminosité intrinsèque des objets en fonction de leur distance.

Enfin, les limites en terme de profondeur de champ des instruments d'observations va sélectionner pour les objets à la limite de détection, ceux dont le flux intrinsèque est le plus grand à une magnitude donnée : *biais de Malmquist*.

2.3.1 La correction K

L'observation photométrique des sources astronomiques, dont le spectre peut avoir des variations importantes, est effectuée en utilisant des instruments avec une certaine bande passante⁴.

En particulier, le flux mesuré ne représente qu'une fraction du spectre de l'objet considéré. Le décalage vers le rouge du spectre dû à la récession cosmologique entraîne donc que la partie du spectre observée dans une bande passante donnée évolue.

La mesure des distances repose sur une comparaison de flux de chandelle standards, il faut donc toutes les observations dans un même référentiel photométrique, une bande passante donnée, pour pouvoir faire des mesures cohérentes de distances.

La figure 2.4 montre pour les supernovæ de type Ia, l'effet du décalage vers le rouge sur la zone couverte par les différents filtres considérés.

Considérons un objet dont le spectre est $I(\lambda)$ et le décalage vers le rouge est z , un filtre d'observation dont la transmission est $T_{obs}(\lambda)$ et un filtre fictif dont la transmission est $T_{restframe}(\lambda)$ (dans lequel on suppose que l'objet se comporte comme une chandelle standard) considéré dans le référentiel de l'objet. Pour le moment, nous considérons que le flux émis est constant dans le temps.

Le flux dans le référentiel de l'objet dans le filtre de référence s'écrit :

$$f_{restframe} = \int_{\lambda} T_{restframe}(\lambda) I(\lambda) d\lambda \quad (2.22)$$

Le flux observé du spectre décalé vers le rouge (le facteur $(1+z)$ dans l'équation suivante) s'écrit lui :

$$f_{obs} = \int_{\lambda} T_{obs}(\lambda) I(\lambda/(1+z)) d\lambda \quad (2.23)$$

Le rapport de ces deux flux donne le terme par lequel il faut multiplier le flux effectivement observé pour se ramener dans le filtre de référence. En pratique, ces corrections sont faites en utilisant le système des magnitudes ; on rappelle que dans un filtre donné la magnitude s'écrit :

$$m_{filtre} = -2.5 \log_{10}(f(filtre)/f_0(filtre)) \quad (2.24)$$

où $f_0(filtre)$ est le flux de l'étoile choisie comme référence⁵ dans le système de magnitude et $f_0(filtre) = \int_{\lambda} T_{filtre} I_0(\lambda)$ avec I_0 le spectre de l'étoile de référence.

⁴Elle est principalement déterminée par le filtre utilisé lors des observations

⁵L'étoile de référence la plus commune est α *lyrae* : Véga

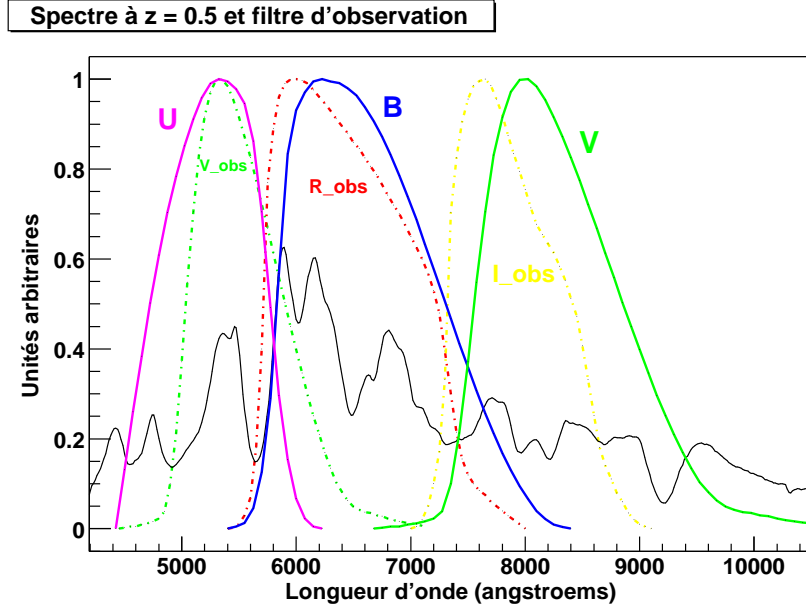


FIG. 2.4 – Correction pour une supernova de type Ia à un décalage vers le rouge de 0.5. Cette figure montre que pour ce genre de décalage spectral, la bande d'observation rouge (R) correspond à la partie bleue du spectre de la supernova dans son référentiel. Pour mesurer le flux dans la partie bleue du spectre, on doit donc observer la supernova dans le filtre rouge.

On peut donc écrire la correction K comme la différence des magnitudes observées de notre objet dans les deux référentiels :

$$K(z) = m_{obs} - m_{restframe} \quad (2.25)$$

et donc :

$$K(z) = -2.5 \log_{10} \left(\frac{\int_{\lambda} I(\lambda) T_{obs} d\lambda}{\int_{\lambda} I(\lambda/(1+z)) T_{restframe} d\lambda} \right) + 2.5 \log_{10} \left(\frac{\int_{\lambda} I_0 T_{obs}(\lambda)}{\int I_0 T_{restframe}} \right) \quad (2.26)$$

Si on fait de plus l'hypothèse que le flux de l'objet évolue au cours du temps, le flux émis pendant un intervalle de temps dt par la source sera du fait de l'expansion, observé durant un intervalle de temps dilaté : $(1+z)dt$, il faudra donc ajouter un terme $-2.5 \log_{10}(1+z)$ à l'expression de la correction K .

Enfin, dans le cas simple où les filtres observateurs et dans le référentiel de l'objet sont les mêmes (ce qui sera généralement le cas pour les observations à faibles décalages spectraux), la valeur de la correction K devient indépendante de l'étoile de référence.

Pour finir, la correction est en pratique difficile à mettre en place, elle nécessite en particulier d'avoir une bonne connaissance du spectre de l'objet étudié⁶. En pratique, les spectres utilisés sont construits à partir d'une compilation des spectres observés pour le même type d'objets.

De plus, pour les grands décalages vers le rouge, les corrections sont inter filtres, il faut alors faire intervenir le spectre de l'étoile de référence et avoir une bonne connaissance des filtres instrumentaux pour permettre une correction non-biaisée.

⁶Idéalement, il faudrait un spectre pour chaque observation photométrique

Enfin, pour réduire l'importance de cette correction, il faudra choisir le filtre utilisé pour les observations le plus proche du filtre de référence. Une possibilité est de construire les filtres correspondant aux bandes passantes usuelles décalées vers le rouge pour correspondre à celui de l'objet observé, ce qui permet en pratique de minimiser les corrections. Cette méthode appliquée par Schmidt et al. (1998) est en pratique difficile à mettre en œuvre, elle nécessite en particulier de disposer de filtres pour toutes les gammes de décalages spectraux. De plus, pour certains moyens d'observations et en particulier le télescope spatial Hubble, il est impossible de changer les filtres d'observations. La pratique est donc de choisir le filtre standard qui est le plus proche du filtre considéré dans le référentiel de la supernova.

2.3.2 L'absorption Galactique

Les comptages d'étoiles ont révélé au début du 20^e siècle que la densité des étoiles décroît avec la distance au soleil. Le soleil ne résidant pas au centre d'une concentration d'étoiles, les astronomes se sont rapidement rendus à l'évidence que la lumière des objets les plus éloignés devaient être atténuée le long de la ligne de visée.

Ils ont remarqué que les magnitudes des objets observés à l'aide de plaque photographiques étaient systématiquement plus grandes que les magnitudes des mêmes objets estimées à l'oeil⁷. Ceci permit d'affirmer que l'absorption est dépendante de la longueur d'onde et qu'elle est d'autant plus grande que la longueur d'onde est courte. L'absorption "rougie" les étoiles.

On s'est rapidement rendu compte que la loi d'absorption était en $1/\lambda$. Cette décroissance correspond à la loi de décroissance typique des spectres d'étoiles. Le spectre des étoiles ayant subi une absorption sont similaires aux spectres d'étoiles de température plus faible⁸.

Il faut donc pour faire de la photométrie prendre en compte cet effet afin de dérouger les objets étudiés.

En pratique, il faut :

1. Déterminer la loi d'extinction en fonction de la longueur d'onde.
2. Déterminer les variations de cette fonction en fonction de la direction d'observation.
3. Appliquer les corrections aux mesures de photométrie.

C'est l'absorption et la diffusion sur les nuages de matière interstellaire qui sont à l'origine du rougissement. Le mécanisme est assez similaire à celui rencontré dans la correction pour l'extinction atmosphérique ou correction de masse d'air qui est discutée en Annexe 1.

Le milieu interstellaire de la Voie Lactée est principalement composé de :

1. Gaz (principalement des atomes et molécules d'hydrogène).
2. De poussière sous forme de particules de graphite ou de silicate.

La densité des nuages varie entre 10^6 et 10^{12} atomes par mètre cube et le rapport entre le nombre de particules de gaz et de poussière est proche de 100. L'absorption interstellaire est principalement due à cette deuxième composante.

Le degré d'extinction est proportionnel à la quantité de poussière le long de la direction d'observation. Si on considère un objet de radiance $L(\lambda, h)$ où h est à la distance au sol suivant la direction d'observation :

$$dL(\lambda, h) = \kappa(\lambda, h)\rho(h)L(\lambda, h)dh \quad (2.27)$$

⁷L'oeil est plus sensible dans le rouge que les plaques photographiques

⁸Les étoiles sont en première approximation des corps noirs, la température et la couleur sont donc directement corrélés

où $\rho(h)$ est la densité de poussière et dh l'épaisseur d'une tranche de poussière perpendiculaire à l'axe de visée.

La fonction $\kappa(\lambda, h)$ est quasiment universelle pour la Galaxie, elle varie peu d'un nuage à l'autre, on peut donc récrire 2.27 en intégrant le long de la direction d'observation (do) :

$$L(\lambda, terre) = L(\lambda, etoile) e^{-\kappa(\lambda) \int_{do} \rho(h) dh} \quad (2.28)$$

En passant en magnitude, il vient :

$$m_{obs} = m_{int} + 2.5 \log_{10}(e) \kappa(\lambda) \int \rho(h) dh \quad (2.29)$$

où m_{obs} et m_{int} sont respectivement les magnitudes observées et intrinsèque de l'objet considéré.

On définit *l'absorption totale* le produit du coefficient d'absorption par l'épaisseur de la colonne de poussière $A(\lambda, do) = 2.5 \log e \kappa(\lambda) \int \rho(h) dh$. En particulier, on définit dans le visible, *i.e.*, dans la bande V, A_V .

L'absorption totale dépend donc de deux termes : κ la loi d'absorption suivant la longueur d'onde et la quantité de poussière le long de la ligne de visée.

On peut poser $\zeta = \frac{\kappa(\lambda)}{\kappa(\lambda=550nm)}$ qui décrit une loi d'absorption normalisée à 1 dans le visible, on a donc finalement la loi normalisée dans le visible :

$$A(\lambda, do) = \zeta(\lambda) A_1(do)$$

Où A_1 est l'absorption dans le visible dans une direction donnée. Comme nous le verrons dans la suite, il existe des cartes des poussières interstellaires en trois dimensions qui permettent de connaître cette épaisseur de poussière.

La loi d'absorption ζ est quant à elle déterminée en comparant les mesures spectrophotométriques⁹ d'étoiles rougies et non rougies du même type spectral dont on connaît la distance.

Comme nous l'avons vu la courbe est quasiment linéaire en $1/\lambda$ dans la partie visible du spectre.

Dans le cas des filtres à larges bandes passantes (qui sont définis en Annexe A), on peut écrire de façon approximative :

$$m_{obs} = m_{int}(\lambda) + \zeta(\lambda) A_V \quad (2.30)$$

et par définition,

$$V_{obs} = V_{int} + A_V \quad (2.31)$$

Il est d'usage de définir la quantité $E(B - V)$ comme la différence d'absorption dans la bande B et dans la bande V ($E(B - V) = A_B - A_V = (B - V)_{obs} - (B - V)_{int}$). Cette quantité dépendante de la direction correspond en pratique à la quantité de poussière le long de la ligne de visée.

Les poussières absorbent et diffusent la lumière optique et réémettent dans l'infrarouge lointain (dans la gamme 100-250 microns). Les observations en infrarouge lointain de la Galaxie par l'instrument DIRBE embarqué sur le satellite COBE ont permis de mesurer cette émission avec une grande résolution angulaire permettant de construire les cartes de poussières interstellaires (Schlegel et al. (1998)). La figure 2.5 montre la distribution de l'émission infrarouge et donc la quantité de poussière en fonction de la direction d'observation. Dans la suite, nous utiliserons ces cartes pour estimer l'excès de couleur $E(B - V)$.

⁹Les mesures spectrophotométriques sont construites à partir d'une combinaison de photométrie qui permet de déterminer précisément le flux de l'objet et de spectroscopie qui donne la dépendance en longueur d'onde, les mesures photométriques permettent de calibrer de manière absolue le spectre.

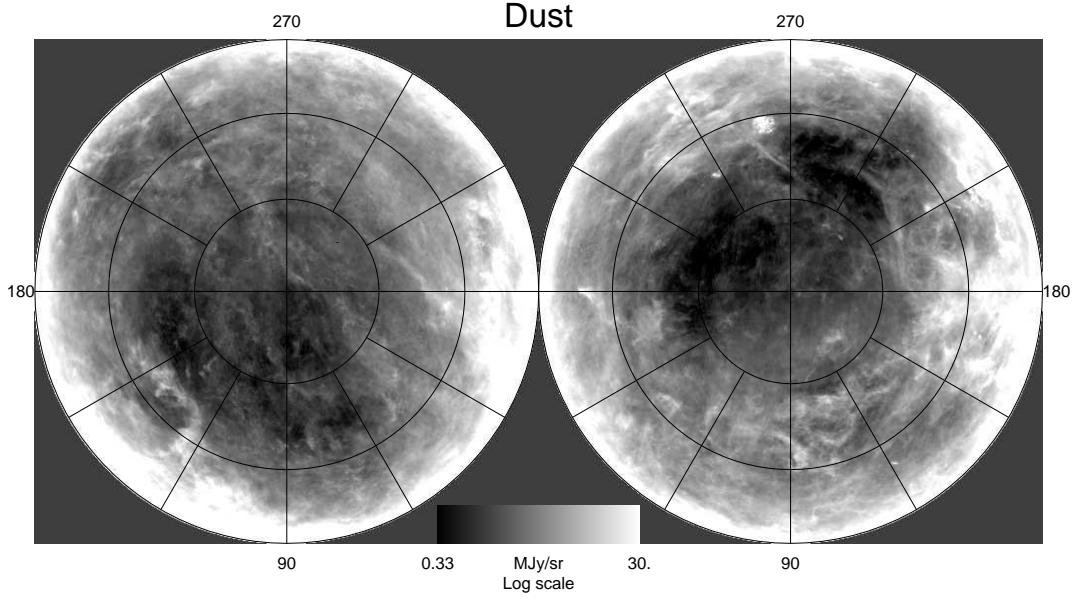


FIG. 2.5 – Cartes des poussières interstellaires en infrarouge lointain de la Galaxie déterminées par COBE et l'instrument DIRBE

Pour déterminer l'absorption à une autre longueur d'onde, on peut définir de la même façon l'excès de couleur par rapport au visible pour toutes les longueurs d'ondes comme :

$$E(\lambda - V) = A_\lambda - A_V \quad (2.32)$$

En divisant par $E(B - V)$ et en définissant le rapport $\mathcal{R} = A_V / E(B - V)$ qui permet la normalisation de la loi d'absorption, on a :

$$f(\lambda) = \mathcal{R} \zeta(\lambda) = \frac{A_\lambda}{E(B - V)} \quad (2.33)$$

En pratique la loi d'extinction est mesurée en estimant le rapport $\frac{A_\lambda}{E(B - V)}$, en mesurant les excès de couleur pour des étoiles donc on connaît la couleur intrinsèque dans un certain nombre de filtre. La figure 2.6 montre cette loi d'extinction déterminée par Fitzpatrick (1999) pour un $\mathcal{R} = 3.1$ suivant la prescription de Cardelli et al. (1989).

La connaissance de la loi d'extinction et de l'excès de couleur $E(B - V)$ permet donc de déterminer l'extinction dans une direction donnée et pour une longueur d'onde donnée dans la normalisation donnée par Cardelli et al. (1989) pour la loi d'extinction $f(\lambda)$ donnée par Fitzpatrick (1999) :

$$A_\lambda = f(\lambda) E(B - V) \quad (2.34)$$

C'est cette loi qui sera utilisée par la suite pour faire les corrections d'extinction Galactique.

2.3.3 Les autres types d'absorption

La présence de poussières intergalactiques et à la source vont en principe produire le même type d'atténuation de la lumière de l'objet observé. Cependant, il est impossible de dresser une carte des poussières extragalactiques et des poussières à la source.

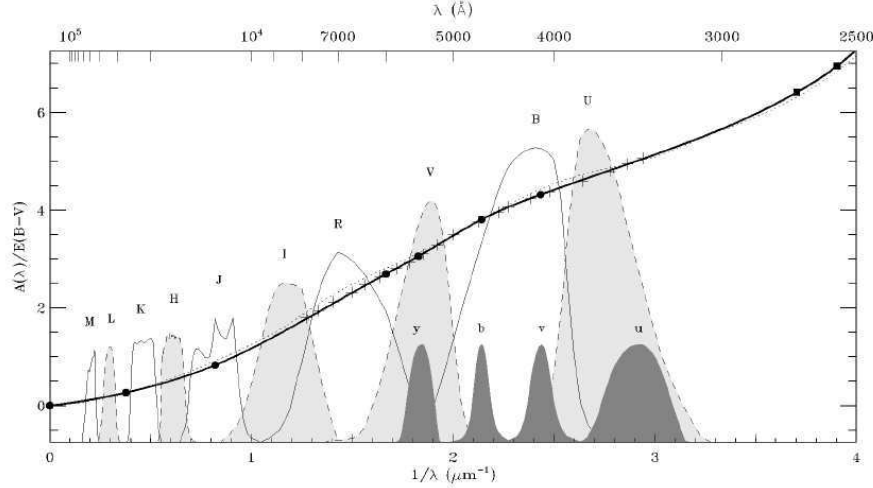


FIG. 2.6 – Loi d’extinction galactique (tirée de Fitzpatrick (1999)). Elle donne l’évolution de l’absorption Galactique en fonction de la longueur d’onde pour un $E(B-V) = 1$, cette courbe est normalisée pour avoir $\mathcal{R} = 3.1$

★ Les corrections d’extinction extragalactique

Cependant, lorsque l’on cherche à faire la photométrie d’objets dont on connaît la couleur *a priori*, il est possible de déterminer l’excès de couleur par une mesure de la couleur de l’objet. Munis de l’excès de couleur, on applique la même loi d’extinction que pour la Galaxie. Le problème de cette méthode est qu’elle suppose que la loi d’extinction est universelle.

Finalement, rien n’assure que l’évolution chimique n’altère pas ces lois. De plus, il existe quelques nuages de poussière dans notre Galaxie où cette loi est mise en défaut, \mathcal{R} prend dans ce cas une valeur différente de la valeur canonique.

★ L’absorption galactique suivant la morphologie de la galaxie

Les galaxies elliptiques sont des galaxies plus vieilles que les galaxies elliptiques et irrégulières, les taux de formation d’étoiles sont beaucoup moins importants et les nuages de poussière qui étaient auparavant les incubateurs se sont condensés. La luminosité des objets contenus dans cette galaxie subiront en moyenne moins d’absorption.

En particulier, les supernovæ contenus dans les galaxies elliptiques subiront moins d’absorption que leur homonyme dans les galaxies spirales. La comparaison de deux lots de supernovæ ayant explosé respectivement dans des galaxies spirales et elliptiques permet en principe une étude de leur absorption dans leur galaxie hôte.

2.3.4 Le biais de Malmquist

Les observations des objets dont on veut estimer la distance sont limités par la sensibilité des instruments. Plus un objet est faible, plus sa probabilité d’être détecté est faible. On peut ainsi pour des observations données construire la courbe d’efficacité de détection en fonction du flux ou de la magnitude des objets.

Si on considère que les objets que l’on tente de détecter ont une dispersion en luminosité intrinsèque donnée, alors à la limite de détection, on sélectionnera préférentiellement les objets les

plus lumineux. La figure 2.7 montre que pour une efficacité de détection donnée en fonction de la magnitude, la moyenne des magnitudes des objets détectés est plus petite que la moyenne pour les objets présents dans cette gamme de flux.

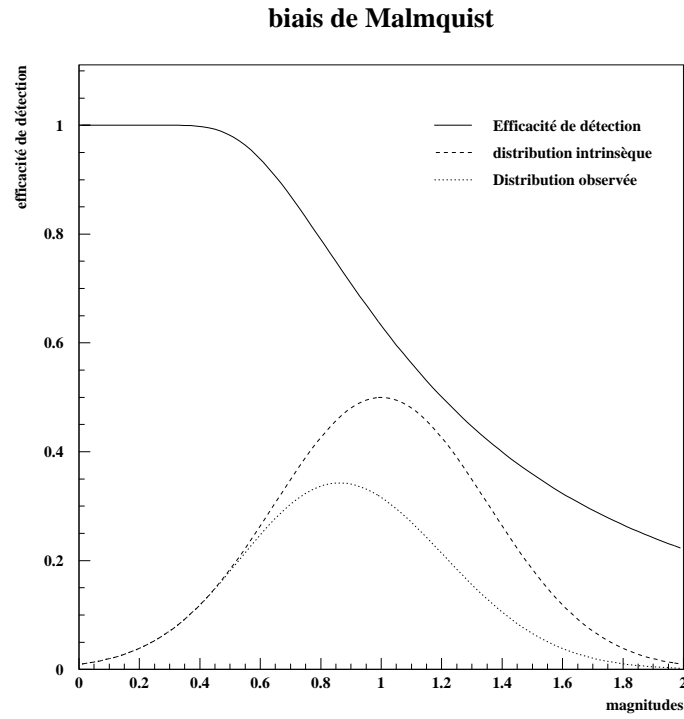


FIG. 2.7 – *Illustration du biais de Malmquist. La figure présente une efficacité typique de détection (trait plein) en fonction de la magnitude. La courbe en tiret représente la distribution de magnitude intrinsèque, la courbe en pointillé montre la distribution effectivement observée. On voit en particulier que les objets qui sont détectés sont préférentiellement les plus lumineux.*

La compréhension et la correction de ce biais demande donc de connaître de manière précise les efficacités de détection des objets étudiés et de pouvoir estimer leur distribution intrinsèque en luminosité.

Chapitre 3

Supernovae – Généralités

Peu avant dîner, je retournais à la maison, et pendant ce temps je regardais le ciel çà et là, pensant que sa clarté retrouvée me permettrait de faire des observations après le repas. Soudain, juste au-dessus de ma tête, une étoile étrange apparut, à la lumière rayonnante qui frappa ma vue. Stupéfait, comme pétrifié, je restai immobile, les yeux fixés sur elle, et remarquai qu'elle était située près des étoiles que l'Antiquité avait attribuées à Cassiopée. Quand je fus convaincu qu'aucune étoile n'avait brillé de la sorte auparavant, je trouvais la chose tellement incroyable que je me mis à douter de mes propres yeux. Je me retournais vers les serviteurs qui m'accompagnaient, et leur demandais si eux aussi pouvaient voir une étoile extrêmement brillante juste au dessus de nous. Ils répondirent immédiatement d'un seul souffle qu'ils la voyaient parfaitement et qu'elle était extrêmement brillante.

Tycho Brahé.

3.1 Introduction

Les supernovæ sont des objets singuliers, ils sont extrêmement brillants (pouvant atteindre la luminosité d'une galaxie entière), et peuvent même être observés en plein jour. Ils étaient dans l'astrologie chinoise annonciateurs d'événements importants (guerres, famines,...). Ils ont permis plus tard à Tycho Brahé et Johannes Képler d'apporter une preuve éclatante contre le système aristotélécien des huit sphères.

Nous décrirons dans la suite les premières observations de ce phénomène, puis nous présenterons comment les supernovæ ont été classées suivant leur caractéristiques observationnelles.

3.2 Historiques

Les supernovæ sont l'expression de la mort cataclysmique d'étoiles. Ces événements sont très énergétiques, fugaces et extrêmement rares. Au cours de l'histoire, ils ont été observés une dizaine de fois avant l'avènement des moyens d'observations modernes que sont les télescopes. Les premières supernovæ historiquement attestées sont les étoiles hôtes ("k'o-hsing") observées par les chinois. La première a été observée dans la constellation du Centaure le 7 décembre 185 durant une période de

20 mois. La durée de la visibilité de cet événement ne laisse que peu de doute quant à sa nature. Deux autres étoiles hôtes ont été observées en 386 et 393 mais leur description très évasive ainsi que les courtes durées d’observation ne permettent pas de conclure de manière définitive sur leur nature réelle. Les supernovæ observées au début du second millénaire (SN1006, SN1054 et SN1181) ont été en revanche bien mieux décrites. En particulier, SN1006 a été observée simultanément par les chinois, les arabes et les européens. On a observé pour ces trois objets les restes de l’explosion dont la fameuse nébuleuse du Crabe, reste de SN1054.

Les deux dernières supernovæ historiques ont été observées par deux des plus grands astronomes de l’histoire : Tycho Brahé et Johannes Képler. Tycho Brahé, considéré comme un des pionniers de l’astronomie observationnelle, a observé de manière extrêmement précise la position et l’évolution de la luminosité de SN1572. Ces observations très précises ont permis de construire la courbe de lumière de cette supernova pour en déterminer son type. Plus importantes pour l’époque furent les implications philosophiques et scientifiques. A l’époque l’univers était décrit par le système aristotélicien antique des huit sphères. Au IV^eme siècle avant J.C., Platon puis Aristote avaient imaginé un univers clos et sphérique dont la Terre était le centre. Dans cette vision, l’univers est constitué de 8 sphères concentriques tournant indépendamment autour de la Terre, les 7 corps planétaires connus (Soleil, Lune, Mercure, Vénus, Mars, Jupiter et Saturne) et enfin la plus grande portant les étoiles fixes supposée “immuable”. Malgré de vains efforts de la part des tenants de l’ancien système pour la ramener en deçà de la huitième, SN1572 apporta à Tycho Brahé une preuve irréfutable contre cette vision antique de l’univers.

L’observation par son disciple Johannes Képler de SN1604, une trentaine d’années plus tard, ne fit que confirmer les conclusions de Tycho Brahé.

Pour plus de détails, on pourra consulter Montmerle & Prantzos (1988).

3.3 Un peu de zoologie

Les supernovæ ont été divisées en deux classes en 1960 par R. Minkowski. Cette classification repose sur la présence (type II) ou l’absence d’hydrogène (type I) dans leur spectre (Figure 3.1). Cette classification a ensuite été subdivisée suivant plusieurs caractéristiques :

- Spectrales :
 - Ia présence d’une forte raie de silicium dans le spectre et une absence d’hélium.
 - Ib présence d’hélium.
 - Ic absence de silicium et quasi-absence d’hélium.
 - IIa raies fines.
- Luminosité
 - II-P supernovæ présentent une période où leur luminosité reste à peu près constante pendant 1 mois après le maximum.
 - II-L la luminosité décroît exponentiellement avec le temps.

Les spectres de ces objets sont présentés sur la figure 3.3, leurs courbes de lumière (évolution de la luminosité observée en fonction du temps) sont présentés sur la figure 3.2. La fréquence respective de ces objets est décrite dans le tableau. (3.1).

Deux remarques peuvent être faites : les supernovæ de type Ia sont les plus lumineuses et apparaissent dans tous les types de galaxies. Les autres types n’ont jamais été observés dans les galaxies elliptiques. Une autre chose remarquable est la très grande homogénéité des types Ia. En effet, leur dispersion au moment du maximum de la courbe de lumière n’est seulement de 40%. D’autre part, les spectres des type II, Ib et Ic sont très similaires mises à part les signatures d’hydrogène.

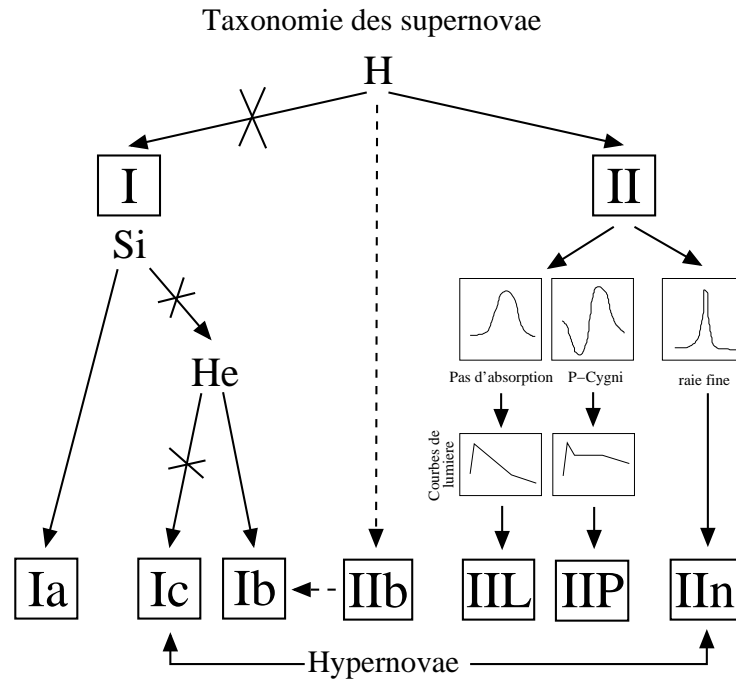


FIG. 3.1 – Classification des supernovæ d'après Cappellaro & Turatto 2000.

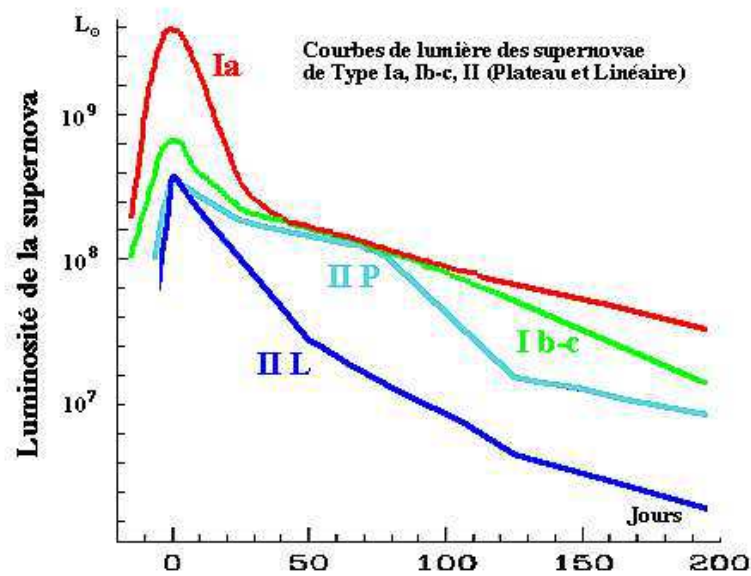


FIG. 3.2 – Courbe de lumière comparées des différents types de supernovæ.

Ceci nous indique que les phénomènes à la base des types Ia et des autres types (Ib, Ic et II) sont de natures différentes.

Dans la suite, nous détaillerons les phénomènes à la base de ces deux classes d'objets.

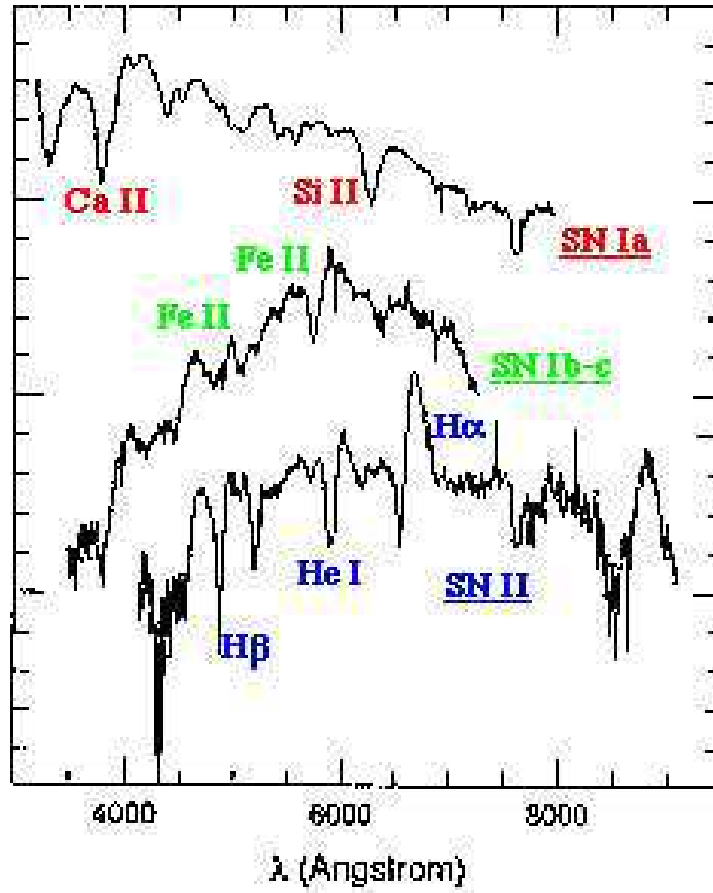


FIG. 3.3 – Spectres comparés des différents types de supernovæ

Supernova	Galaxies				
Type	E-SO	SO/a-Sa	Sab-Sb	Sbc-Sd	Sdm-Im
Ia	0.25	0.12	0.12	0.12	0.12
Ib	0.	0.01	0.07	0.19	0.23
II	0.	0.04	0.34	0.98	1.05

TAB. 3.1 – Fréquence d'apparitions des supernovæ en nombre par siècle dans les différents types de galaxies : elliptiques (E), lenticulaires (SO), spirales (Sa,b,c,d) et irrégulières (Im). D'après Tammann et al. 1994

Chapitre 4

Supernovae de type II : Implosions gravitationnelles

Dans la suite, nous exposons la physique à la base des explosions de supernovæ gravitationnelles qui, dans la classification, sont identifiées comme les types II et les types Ib et Ic.

4.1 L'évolution des étoiles

Les progéniteurs des supernovæ gravitationnelles sont des étoiles de grande masse ($10 M_{\odot}$ et plus) en fin de vie. La compensation de la pression du gaz du cœur nourrie par la fusion nucléaire et de la gravitation permet de maintenir l'étoile en équilibre hydrodynamique. Cette vie paisible est seulement troublée par des épisodes durant lesquels le combustible interne se raréfie, entraînant une baisse de la pression du gaz et un début d'effondrement gravitationnel. Cet effondrement provoque une augmentation de la température et de la pression du cœur. Il s'ensuit un allumage d'un nouveau combustible (un noyau plus lourd qui fusionne donc à plus haute température).

Le soleil connaîtra ce type de transition dans 3 à 4 milliards d'années lorsqu'il aura fini de brûler son hydrogène et commencera à brûler son hélium pour former du carbone et de l'oxygène. Nous détaillerons plus en détails cette étape de la vie stellaire dans le prochain chapitre.

4.2 Le cas des étoiles massives

Les étoiles plus massives brûlent tour à tour leur hydrogène, leur hélium, jusqu'au fer pour atteindre une structure dite en "pelure d'oignon" (figure 4.1). L'étoile qui a passé très peu de temps (quelques centaines de millions d'années) sur la séquence principale du diagramme HR (Figure 5.6) se déplace vers la branche des super géantes rouges. Le vent stellaire épluche peu à peu les couches extérieures de l'étoile pour lui faire perdre une grande partie de sa masse. Si ce vent stellaire est suffisamment intense, il peut complètement éplucher les couches d'hydrogène, voire les couches d'hélium. L'étoile devient alors une géante bleue.

Dans le même temps, la température et la pression du cœur de l'étoile n'ont cessé d'augmenter pour atteindre quelques milliards de degrés et une densité proche de la densité nucléaire (quelques $10^{14} \text{ kg m}^{-3}$). A cette densité, la pression est essentiellement portée par le gaz dégénéré d'électrons. Lorsque la masse du cœur atteint la masse de Chandrasekhar, la pression des électrons ne peut plus contrebalancer la gravitation et le cœur commence à s'effondrer.

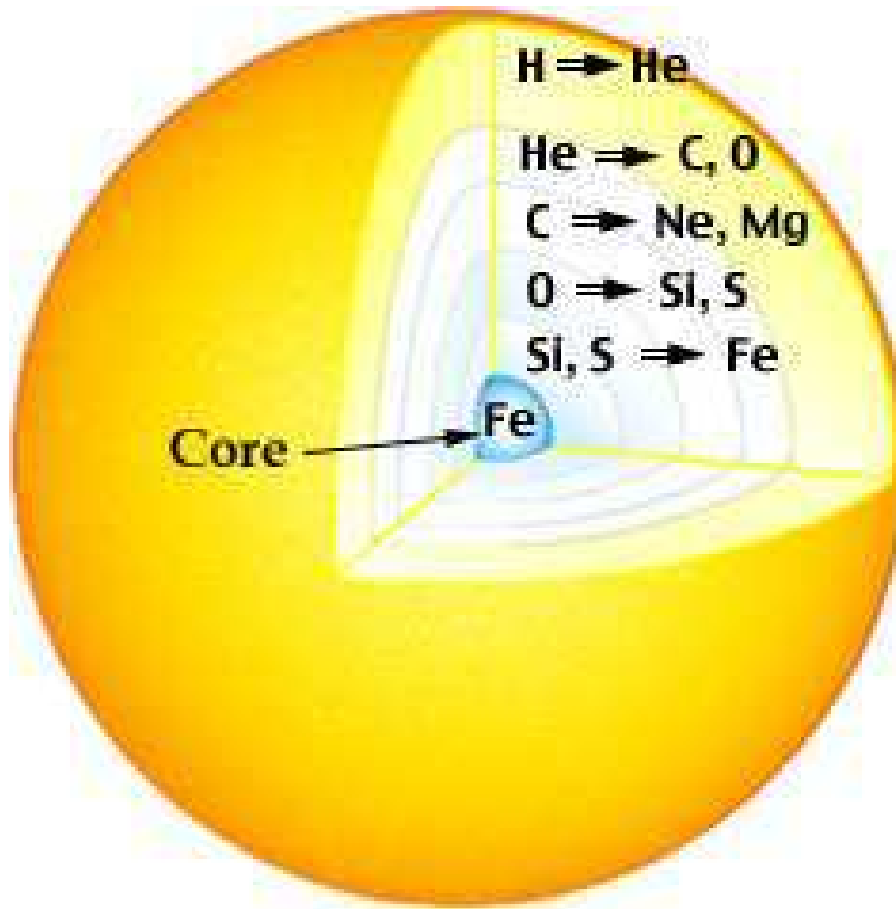


FIG. 4.1 – Structure dite en pelure d'oignons d'une étoile massive avant son explosion en supernova.

4.3 L'explosion

Le fer est le noyau dont l'énergie de liaison par nucléon est la plus grande. Sa fusion n'apporte pas d'énergie à l'étoile. Au contraire, la capture des électrons par les noyaux entraîne une chute de la pression qui accentue l'effondrement. Une partie de l'énergie dégagée lors de la compression sous forme de γ de hautes énergies va entraîner une photo-dissociation du fer. L'effondrement s'emballe.

Lorsque la densité atteint $4.10^{14} \text{ kg m}^{-3}$, les neutrinos produits par les captures électroniques sont alors prisonniers du coeur.

La densité continue d'augmenter jusqu'à atteindre la densité nucléaire (10ms après le début de l'effondrement). Les noyaux sont alors totalement dissociés et le coeur est constitué principalement de neutrons. C'est l'interaction forte qui va stopper brutalement l'effondrement.

Les couches immédiatement extérieures tombent alors sur cette matière incompressible à la manière d'une masse sur une enclume. Il se forme un rebond des couches vers l'extérieur qui provoque une onde de choc qui se propage vers l'extérieur. Pendant ce temps, les couches extérieures de l'étoile continuent de tomber vers le centre. L'onde de choc va perdre quasiment toute son énergie, notamment par photo-dissociation des éléments des couches externes. Le choc s'évanouit.

A ce moment les neutrinos restés captifs du coeur vont pouvoir à nouveau s'échapper et déposer dans ce milieu qui reste très dense une partie importante de leur énergie et ainsi permettre l'explosion.

La convection dans la matière chauffée par les neutrinos entre le coeur et l'onde de choc va

permettre un transport efficace de l'énergie vers le choc. L'étoile explose en supernova. Le résidu de cette explosion sera, suivant la masse initiale de l'étoile, une étoile à neutrons (pour les étoiles de masse initiale de moins de $30 M_{\odot}$) ou un trou noir.

4.4 Après l'explosion

Durant l'explosion, la majorité de l'énergie est partie sous forme de neutrinos (près de 99%), 1% sous forme d'énergie cinétique et seulement 0.01% sous forme de rayonnement électromagnétique.

L'absence d'hydrogène pour les Ib et d'hélium pour les Ic est expliquée par le vent stellaire. Quant à la distinction II-P/II-L, elle vient de l'épaisseur de l'enveloppe d'hydrogène qui modifie l'opacité. Comme nous l'avons vu, les objets progéniteurs sont des étoiles massives de courte durée de vie. Ces étoiles ne sont présentes que dans les zones de formation d'étoiles (principalement les bras des galaxies spirales). Les galaxies elliptiques correspondent à des populations stellaires plus vieilles, ce qui explique l'absence de supernovæ gravitationnelle en leur sein.

La supernova 1987A (Figure 4.2), qui est apparue dans le grand nuage de Magellan durant le mois de février 1987, a été la première et à ce jour la seule source astronomique de neutrinos observée à l'exception du soleil.



FIG. 4.2 – SN1987A apparue dans le petit nuage de Magellan en février 1987. À gauche est présenté la supernova peu de temps après l'explosion, à droite, l'étoile progéniteur.

Ce type de mécanisme permet d'expliquer tous les types de supernovæ à l'exception des supernovæ de type Ia.

Enfin, il est à noter que l'évolution de la luminosité dépend très fortement de la masse de l'objet progéniteur. En effet, l'épaisseur et la composition des couches extérieures de l'étoile ont une influence très importante sur l'opacité et donc sur la quantité de lumière émise.

Chapitre 5

Les supernovæ de type Ia : Explosions thermonucléaires

Dans cette partie, nous détaillons les données observationnelles les plus récentes des supernovæ de type Ia en distinguant la spectroscopie, la photométrie ainsi que les abondances et les galaxies hôtes. Puis, nous décrivons comment ces observations permettent d'imposer un certain nombre de contraintes sur la nature des systèmes stellaires progéniteurs, sur les mécanismes d'ignition et de propagation de l'explosion et enfin sur la physique du transport de l'énergie vers l'extérieur.

5.1 La spectroscopie

Comme nous l'avons vu plus tôt, les supernovæ de type Ia ne présentent ni hydrogène, ni hélium dans leur spectre, alors que ces éléments représentent plus de 99% de la matière nucléaire de l'univers. Les supernovæ de type Ia se caractérisent par une très forte émission de silicium ionisé une fois (SiII). C'est l'émission de cet élément à 6100 angstroms qui est la signature la plus claire des types Ia. De nombreux autres éléments de masse intermédiaire sont observés (magnésium, calcium ou soufre) au moment du maximum de luminosité. Ils laissent place au cobalt et au nickel dans les semaines suivantes, pour enfin être dominés par le fer durant la phase nébulaire quelques mois après l'explosion. Une autre caractéristique importante des spectres, est la présence de profils P-Cygni (Figure 5.1) très larges indiquant des vitesses d'expansion des couches externes très grandes (de 10 000 à 50 000 km s⁻¹).

Enfin, les spectres n'ont jusqu'à présent peu ou pas montré de polarisation, ce qui tendrait à montrer que ces phénomènes sont sphériques (Howell et al. (2001), Kasen et al. (2003) et Wang et al. (2003)).

5.2 La photométrie

Cette partie est principalement basée sur Leibundgut (2000).

Les supernovæ sont observées dans des filtres spectraux standards (voir Annexe A) dans le visible (filtres UBVRI) et en infrarouge (JHK). La répétition à intervalles réguliers de mesures dans ces filtres permet la construction d'une courbe de lumière. La figure 5.3 présente ces courbes de lumière. La différence entre les mesures dans les différents filtres permet de construire une courbe de couleur. Elles sont généralement exprimées en différence de magnitudes (B-V, V-R), qui correspondent à des rapports de flux. Dans un premier temps, nous décrivons les principales caractéristiques de ces courbes de lumière au cours du temps et dans les différents filtres spectraux déduites d'observations de

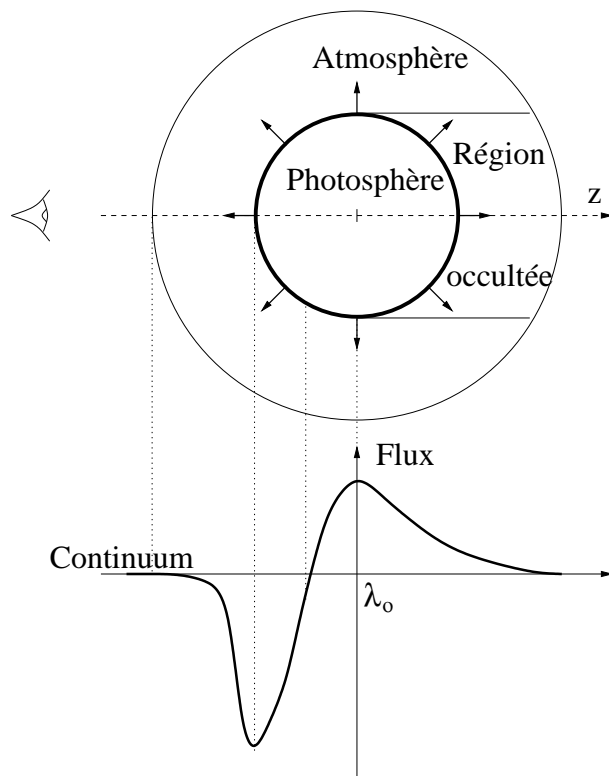


FIG. 5.1 – Profil dit P-Cygni (portant le nom de l'étoile hypergéante P Cygni) des raies formées au sein d'une atmosphère en expansion. Celle-ci est vue par l'observateur en partie en projection sur la photosphère (elle aussi en expansion dans le cas d'une supernova) qui forme le spectre continu — d'où une composante en absorption décalée vers le bleu — et en partie en dehors du cœur — ce qui donne une composante en émission centrée sur la longueur d'onde au repos λ_0 . Plus la vitesse d'expansion de la photosphère est élevée, plus le profil est "dilaté" en longueur d'onde, et plus le minimum de l'absorption est décalé vers le bleu, le pic d'émission ne bougeant pas. La hauteur des raies en absorption et en émission est directement reliée à la profondeur optique : plus celle-ci est élevée, plus l'absorption et l'émission seront fortes jusqu'à ce que la raie devienne saturée si la profondeur optique est trop élevée. Cette figure ainsi que sa légende sont extraites de Blanc (2002).

supernovæ proches. Puis nous détaillons les mesures de luminosité intrinsèque. Enfin, nous expliquons comment il est possible, à partir des courbes de lumière dans les différentes bandes spectrales, de construire une courbe de lumière bolométrique.

5.2.1 Les courbes de lumière dans le visible

Le zéro de l'échelle des temps de la courbe de lumière correspond en général au maximum de la courbe de lumière dans le filtre B. Nous prendrons cette convention dans la suite.

Les observations ont permis de montrer que les supernovæ présentent une très grande homogénéité en B et en V. La dispersion de la luminosité au maximum n'est que de 40% dans ces deux bandes. Les courbes de lumière sont caractérisées par une montée très rapide qui peut être modélisée par une fonction en t^2 . Celle-ci dure une vingtaine de jours.

Le maximum est en général atteint plus tôt en I qu'en B, l'intervalle entre les deux couramment observé étant 5 jours. Dans certains cas, cette valeur peut-être très différente. Dans le cas de SN1991bg par exemple, le maximum en I est intervenu 6 jours après le maximum en B.

Au maximum, la courbe de lumière peut être modélisée par une courbe gaussienne ou un polynôme du second ordre. Les courbes de couleur, qui étaient relativement constantes, varient très rapidement. La couleur de la supernova évolue du bleu vers le rouge.

Après ce maximum, les courbes de lumière en UV et en bleu décroissent de manière exponentielle. En revanche, les courbes de lumière en rouge et en IR peuvent présenter un second maximum. Celui-ci apparaît autour de 25 jours après le maximum. Là encore certaines supernovæ se démarquent et

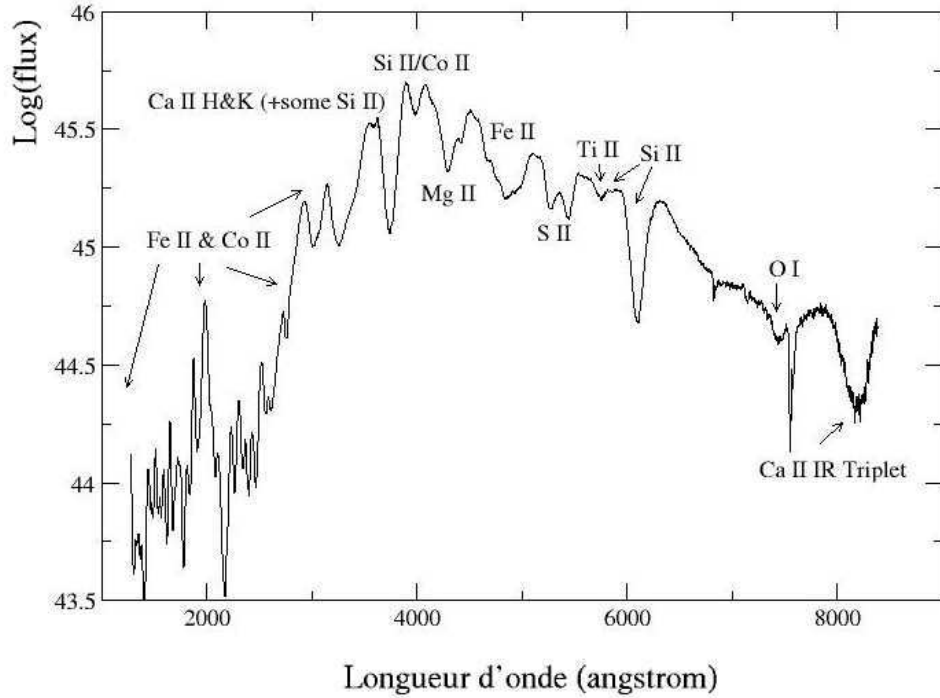


FIG. 5.2 – Spectre de SN1981B typique des supernovæ de type Ia au maximum de luminosité (tiré de Nugent et al. 1995).

ne présentent pas de second maximum, c'est le cas de SN1991bg.

Enfin, d'une cinquantaine à quelques 120 jours après le maximum, les taux de décroissance deviennent essentiellement identiques pour toutes les supernovæ. Ces taux sont respectivement 0.014, 0.028 et 0.042 magnitude par jour en B, V et I. Encore une fois, SN1991bg vient faire exception à cette règle en B et I. En revanche, la décroissance en V semble être identique pour toutes les supernovæ.

Les observations en IR ne sont pas assez nombreuses pour permettre ce genre d'estimation en JKH mais il semble que les supernovæ suivent aussi une décroissance exponentielle à un taux de 0.04 magnitude par jour.

Au-delà, les supernovæ sont quasiment éteintes (150 jours après le maximum, la luminosité a été divisée par 100) et disparaissent dans la lumière de leur galaxie hôte.

Comme le montrent les spectres et les courbes de lumière, il existe de grandes disparités dans la quantité d'énergie produite en fonction de la longueur d'onde. C'est pour s'abstraire de cette dépendance et pour comprendre l'énergétique des supernovæ que l'on a construit une courbe de lumière composite, somme des courbes de lumière dans chaque bande spectrale. Cette courbe de lumière est appelée courbe de lumière bolométrique; elle rend compte du flux total émis par la supernova et de son évolution dans le temps.

5.2.2 Les courbes de lumière bolométriques

En pratique, ce type de courbe de lumière est difficile à construire car il manque en particulier les contributions des γ . Cependant, lors des premières semaines, la majorité de la lumière est émise dans le visible. Un exemple de courbe de lumière est présenté dans la figure 5.5 issue de Contardo, Leibundgut & Vacca (2000). Au maximum, cette courbe de lumière est asymétrique, la montée étant plus rapide que la décroissance. La supernova met entre 7 et 11 jours pour doubler sa luminosité

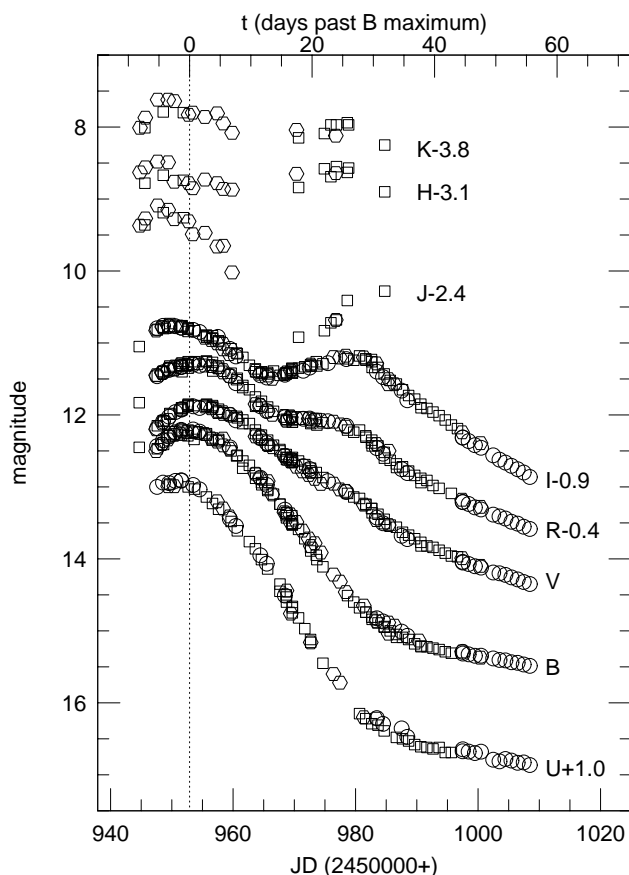


FIG. 5.3 – *Courbes de lumière dans les filtres UBVRIJK de sn1998bu tiré de Leibundgut 2000*

avant le maximum et entre 10 et 15 jours pour décroître de moitié après le maximum. La croissance et la décroissance sont plus lentes dans le cas d'objets plus lumineux.

Le second maximum est visible dans de nombreux objets mais il peut varier beaucoup d'une supernova à une autre. Il apparaît en outre plus tard pour les supernovæ les plus lumineuses.

Enfin, dans sa phase ultime, le taux de décroissance est identique d'une supernova à l'autre avec une valeur de 0.026 ± 0.002 magnitude par jour.

5.2.3 La luminosité absolue

La mesure de la luminosité intrinsèque $\mathcal{M}_{\text{filtre}}$ définie par l'équation 2.18 repose sur une estimation précise de la distance de la supernova à l'aide d'indicateurs de distance secondaire (en général des étoiles céphéides contenues dans la galaxie hôte). Ce type de mesure est assez difficile car les méthodes sont intrinsèquement assez imprécises. De plus, la distance doit être suffisamment petite pour permettre l'observation des céphéides. En conséquence, il n'existe qu'une dizaine de supernovæ dont on a pu mesurer la distance.

Deux types de mesure sont faits, le premier ne considère que la magnitude observée, le second la corrige à l'aide de la loi de Phillips qui permettent comme nous le verrons dans la suite de

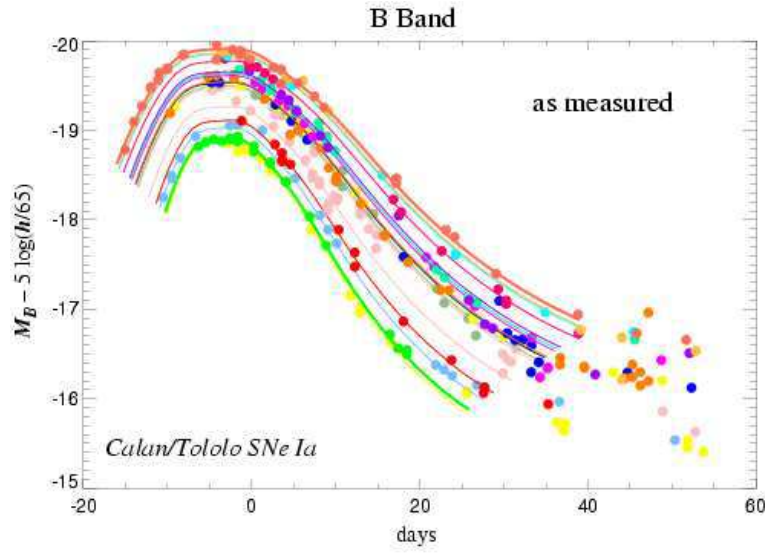


FIG. 5.4 – Dispersion de la luminosité intrinsèque dans le filtre B des supernovæ de type Ia observée au Calan-Tololo. La dispersion des courbes de lumière au maximum est de 40%

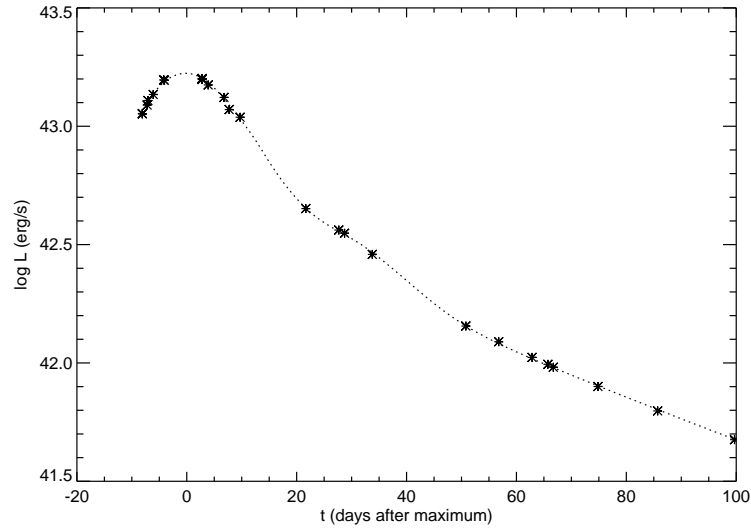


FIG. 5.5 – Courbe de lumière bolométrique de sn1992bc, Contardo et al. 2000

“standardiser” la luminosité des supernovæ au maximum. Les résultats dans les filtres B et V de Jha et al. (1999), Saha et al. (2001) et Gibson & Stetson (2001) convergent vers les mêmes valeurs :

$$\mathcal{M}_B(max) = -19.5 \pm 0.1 \quad (5.1)$$

$$\mathcal{M}_V(max) = -19.5 \pm 0.1 \quad (5.2)$$

et

$$\mathcal{M}_B^{corr}(max) = -19.3 \pm 0.1 \quad (5.3)$$

$$\mathcal{M}_V^{corr}(max) = -19.3 \pm 0.1 \quad (5.4)$$

L'énergie typique rejetée sous forme lumineuse atteint $10^{43} \text{ erg s}^{-1}$ soit quelques $10^{11} L_{\odot}$, soit la même luminosité qu'une galaxie moyenne.

5.2.4 Observations dans les autres domaines spectraux

Plusieurs tentatives d'observation dans les autres domaines spectraux n'ont jusqu'à présent donné aucun résultat conclusif dans le domaine radio, X et γ . Cependant on s'attend à ce que l'énergie rayonnée, en particulier en γ , soit relativement importante. le satellite INTEGRAL est en théorie capable d'observer des supernovæ distantes de moins de 10 à 15 Mpc.

5.2.5 Taux d'explosion

Les taux nous apportent des informations fondamentales sur les populations parentes et sur les processus physiques qui régissent l'explosion. Ils sont exprimés soit en nombre de supernovæ par siècle et par $10^{10} L_{\odot}$ (SNu), soit en nombre de supernovæ par Mpc^{-3} et par an. Le tableau 5.1 présente un résumé des estimations les plus récentes en fonction du décalage vers le rouge moyen du lot considéré.

Une supernova explose tous les 500 à 600 ans dans une galaxie de $10^{10} M_{\odot}$. Les supernovæ sont plus fréquentes dans les spirales que dans les elliptiques et les irrégulières. Quand elles explosent dans les spirales, ces explosions ont lieu près des bras spiraux, zones de formation d'étoiles. Il est à noter que ceci va à l'encontre de l'hypothèse de population vieille pour les progéniteurs. Ceci pourrait indiquer que les étoiles progéniteurs sont de durée de vie moyenne (0.5 milliard d'années).

$\langle z \rangle$	$R_{SN Ia}$		$(\Omega_{M_o}, \Omega_{\Lambda_o})$	Nb SNe	Auteur
	$(h^2 \cdot \text{SNu})$	$(10^{-5} h^3 \text{ Mpc}^{-3} \cdot \text{an}^{-1})$			
~ 0	0.36 ± 0.11			70	Cappellaro et al. 1999
0.13	$0.23^{+0.09+0.08}_{-0.05-0.08}$	$4.18^{+1.62+1.19}_{-0.97-1.19}$	(0.3, 0.7)	14	Blanc 2002
0.14	$0.44^{+0.35+0.13}_{-0.21-0.07}$	$6.2^{+4.9+1.9}_{-2.9-1.1}$	(0.3, 0.0)	4	Hardin et al. 2000
0.38	$0.82^{+0.54+0.37}_{-0.37-0.25}$		(1.0, 0.0)	4	Pain et al. 1996
0.55	$0.58^{+0.10+0.10}_{-0.09-0.09}$	$15.3^{+2.8+3.2}_{-2.5-3.1}$	(0.3, 0.7)	38	Pain et al. 2002
0.55	$0.94^{+0.16+0.14}_{-0.14-0.14}$		(1.0, 0.0)	38	Pain et al. 2002

TAB. 5.1 – Mesure des taux de supernovæ : valeurs mesurées à différents décalages spectraux, données dans les deux unités standards de mesure du taux de supernovæ.

Ces mesures de taux renseignent non seulement sur la nature des progéniteurs mais aussi sur les mécanismes de formation d'étoiles et sur l'évolution de la composition chimique des galaxies par enrichissement en éléments de masse intermédiaires.

5.3 La théorie confrontée aux observations

Les supernovæ de type Ia ont pour origine la dispersion totale d'une étoile due à une gigantesque explosion thermonucléaire.

Le premier modèle proposé par Hoyle & Fowler (1960) implique un système binaire composé d'une naine blanche et d'un compagnon lui transférant de la matière. Dans ces grandes lignes, c'est ce scénario qui aujourd'hui encore est la base des modèles.

Dans la suite, nous expliquerons, après avoir fait quelques rappels sur la physique stellaire, par quel mécanisme on peut faire exploser une supernovæ de type Ia. Nous détaillerons ensuite les développements les plus récents de la modélisation. En particulier, nous nous attacherons à décrire les principaux candidats possibles de progéniteurs, les mécanismes d'ignition et de propagation de la flamme et enfin nous décrirons les modèles de transport radiatif pendant et suivant l'explosion.

5.3.1 Un soupçon d'évolution stellaire...

Pour commencer nous allons décrire l'évolution d'une étoile qui nous est familière : le soleil. Nous allons décrire son évolution depuis sa forme actuelle jusqu'à sa mort.

Le soleil est une étoile moyenne, principalement composée d'hydrogène, qui lui fournit son énergie, et d'hélium.

Elle est en équilibre hydrostatique depuis près de 4 milliards d'année et le restera encore pendant 4 à 5 milliards d'années. La vie d'une étoile est essentiellement déterminée par la lutte entre la gravité qui tend à faire s'effondrer l'étoile sur elle-même et la pression du gaz chauffé par les photons produits lors de la fusion de l'hydrogène au coeur de l'étoile.

Les ruptures d'équilibre interviennent lorsque le combustible interne s'épuise (l'hydrogène dans un premier temps puis l'hélium). Lors de l'épuisement de l'hydrogène au coeur de l'étoile (quand l'hélium représente 12% de la masse de l'étoile), il y a déplacement des fusions sur les couches périphériques de l'étoile, qui entraîne une dilatation de celle-ci et une augmentation de sa luminosité. L'étoile de la séquence principale du diagramme HR (Figure 5.6) se déplace vers la branche des géantes rouges. Le coeur de l'étoile devient inerte et commence à s'effondrer sous le poids de sa propre gravité. La pression au centre est maintenant essentiellement soutenue par le gaz de Fermi composé par les électrons. Une augmentation de la densité et de la température ne se traduit plus par une augmentation de la pression. La température augmente donc jusqu'à atteindre la valeur permettant l'allumage de l'hélium. Comme le milieu est dégénéré, la fusion est explosive et on voit apparaître le flash d'hélium. Il interviendra dans 4 milliards d'années pour le soleil.

Lorsque la température dépasse la température de Fermi des électrons, la pression est à nouveau soutenue par les γ . L'étoile va à nouveau vivre une période de stabilité qui dans le cas du soleil durera 1 milliard d'années.

Lorsque à son tour l'hélium vient à être épuisé, le même phénomène apparaît, l'étoile se dilate à nouveau. Cependant, cette fois-ci, la température du coeur n'atteint pas celle d'allumage du carbone, l'équilibre se fait alors entre pression de Fermi des électrons et gravitation. L'étoile, après avoir épuisé tout son combustible, se contracte pour la dernière fois pour atteindre la taille d'une planète. Cette objet, qui reste très chaud, se comporte désormais comme un corps noir à une température de 10 000 K et nous apparaît blanc. C'est donc tout naturellement qu'il s'appelle naine blanche.

Cette étoile est désormais stérile et commence à refroidir pour doucement s'éteindre.

5.3.2 Physique de la naine blanche

Cette partie est principalement basée sur Gourgoulhon (1999).

5.3.2.1 Les conditions au sein de la naine blanche

Nous savons maintenant que l'essentiel de la physique de la naine blanche repose sur l'équilibre entre la pression de Fermi des électrons et la gravitation. Nous allons maintenant voir quelles sont les équations qui régissent cette matière ultra-dense et dégénérée.

Pour commencer, voyons les caractéristiques d'une telle étoile. Si on considère une naine blanche de $1 M_{\odot}$ soit $2 \cdot 10^{30}$ kg, son rayon est d'environ 5 000 km pour une densité de $4 \cdot 10^9$ kg m⁻³.

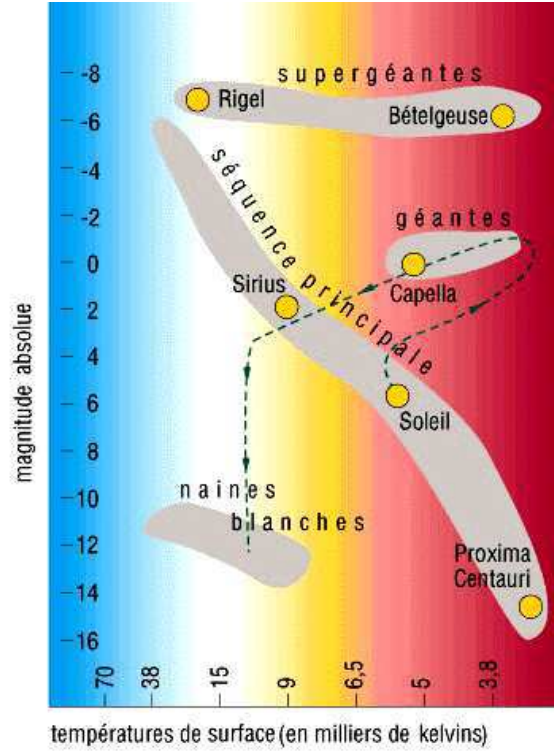


FIG. 5.6 – Diagramme de Hertzsprung Russel

La température de Fermi des électrons est donnée par :

$$T_e^F = \frac{1}{k} \left(\sqrt{(p_e^F)^2 c^2 + m_e^2 c^4} - m_e c^2 \right) \quad (5.5)$$

où c est la vitesse de la lumière, m_e la masse de l'électron, k la constante de Boltzmann et p_e^F est l'impulsion de Fermi des électrons :

$$p_e^F = \hbar (3\pi^2 n_e)^{1/3} \quad (5.6)$$

dépendant de n_e , densité (numérique) des électrons. On exprime cette dernière comme fonction de la densité (massique) de l'étoile ρ , le rapport Y_e des nombres d'électrons et de baryons, et la masse m_b d'un baryon :

$$n_e = \frac{\rho Y_e}{m_b} \quad (5.7)$$

En substituant $\rho = 4.10^9 \text{ kg m}^{-3}$, et $Y_e = 0.5$ (l'étoile a autant de protons que de neutrons), on trouve une impulsion et une température de Fermi valant $P_e^F \simeq 0.65 \text{ MeV}/c$ et $T_e^F \simeq 5,8 \cdot 10^9 \text{ K}$. Comme la température au sein des naines blanches n'est que de 10^7 K , le gaz d'électrons est totalement dégénéré, et peut être traité comme un gaz de Fermi-Dirac à température nulle. La température de fusion du carbone est de 10^8 K , une naine blanche isolée n'atteindra jamais cette température, elle finira par se refroidir et lentement s'éteindre.

La pression d'un gaz dégénéré d'électrons est donnée par Diu et al. (1987) (Complément VI. B p860) :

$$P = \frac{m_e^4 c^5}{3\pi^2 \hbar^3} F(x_F) \quad (5.8)$$

avec

$$F(x_F) = \int_0^{x_F} dx \frac{x^4}{\sqrt{x^2 + 1}} \quad (5.9)$$

et

$$x_F = \frac{p_e^F}{m_e c} = \frac{\hbar}{m_e c} (3\pi^2 n_e)^{\frac{1}{3}} \quad (5.10)$$

x_F est pour nous de l'ordre de 1,3, et $F(1,3) = 0,5$, soit une pression des électrons de $3 \cdot 10^{22}$ Pa. Cette valeur est supérieure de plusieurs ordres de grandeur à la valeur de la pression des baryons ($2 \cdot 10^{19}$ Pa) et bien plus encore à la pression de radiation de corps noir ($P_{rad} = \frac{1}{3} a T^4 = 2.5 \cdot 10^{12}$ Pa). Les électrons sont donc la composante dominante à la pression interne dans l'étoile.

Nous avons vu que le gaz d'électrons est dégénéré, et donc que son énergie est indépendante de la température. Ainsi en est-il de la pression des électrons qui est la pression de l'étoile. On peut d'ailleurs considérer l'équation 5.8 comme l'équation d'état de l'étoile (en substituant la densité dans P_e^F), et l'on voit que la température n'y intervient pas. La température de l'étoile n'est cependant pas indéterminée : la matière nucléaire la fixe selon la densité et la pression (des électrons).

Nous allons maintenant étudier la stabilité mécanique de ce gaz d'électrons dégénérés.

5.3.2.2 Bilan énergétique

Examinons le bilan énergétique de la naine blanche. Son énergie peut s'écrire comme une somme de l'énergie gravitationnelle et de l'énergie interne.

$$E = E_{int} + E_{grav} \quad (5.11)$$

Si on considère que l'énergie interne est due essentiellement aux électrons, on peut approximer l'énergie interne comme le nombre d'électrons N dans la naine blanche multiplié par l'énergie moyenne de ces électrons $\bar{\epsilon}$, soit :

$$E_{int} = N \bar{\epsilon} \quad (5.12)$$

où,

$$\bar{\epsilon} = \frac{\int_{||p|| < p_F} \epsilon d^3 p}{\int_{||p|| < p_F} d^3 p} \quad (5.13)$$

Dans la limite ultra relativiste, on trouve $\bar{\epsilon} = 3/4 p_e^F c$, et dans la limite non-relativiste, $\bar{\epsilon} = 3(p_e^F)^2 / 10 m_e$. Dans ces deux régimes, on obtient respectivement pour l'énergie interne :

$$E_{int}^{u.r.} = \left(\frac{243}{256} \pi \right)^{1/3} \hbar c \frac{N^{4/3}}{R}, \quad E_{int}^{n.r.} = \left(\frac{9\pi}{4} \right)^{2/3} \frac{3\hbar}{10m_e} \frac{N^{5/3}}{R^2} \quad (5.14)$$

Si on considère que la densité de l'étoile est uniforme, on peut écrire :

$$E_{grav} = -\frac{3}{5} \frac{G M^2}{R} = -\frac{3}{5} \frac{G N^2 m_B^2}{Y_e^2 R} \quad (5.15)$$

Concentrons-nous sur le cas ultra-relativiste, qui devient pertinent lors d'un effondrement. Nous trouvons alors pour l'énergie de l'étoile :

$$E = \frac{3}{5} \frac{G^2 m_B^2}{Y_e^2} \frac{N N_c}{R} \left[\left(\frac{N}{N_c} \right)^{1/3} - \frac{N}{N_c} \right] \quad (5.16)$$

avec

$$N_c \equiv \frac{3\pi^{1/3}}{16} \left(\frac{5\hbar c Y_e^2}{G m_B^2} \right)^{3/2} \quad (5.17)$$

Si $N > N_c$, le terme entre crochets est négatif et l'énergie diminue avec R , les électrons sont encore plus relativistes. L'énergie décroît sans fin quand R tend vers 0, il n'existe pas de minimum.

Lorsque $N < N_c$, le terme entre crochets est positif et l'énergie diminue quand R augmente, la densité diminue alors et les électrons deviennent moins relativistes. L'énergie interne décroît alors en $1/R^\alpha$ avec $\alpha > 1$ (nous avons vu que $\alpha = 2$ dans la limite non-relativiste), et donc décroît plus vite que l'énergie gravitationnelle (qui reste en $1/R$). Il existe donc un rayon à partir duquel la gravitation va devenir dominante, l'énergie totale devient négative et devient une fonction croissante de R . Il existe un minimum à E pour un rayon fini, il existe donc une configuration stable de la naine blanche.

Ainsi, le nombre maximum de fermions pour lequel un équilibre stable existe est N_c . Rapporté en masse en multipliant par m_b/Y_e , on trouve une masse au-delà de laquelle l'équilibre mécanique est impossible :

$$M_{max} = \frac{3\pi^{1/2}}{16} \left(\frac{5\hbar c}{G} \right)^{3/2} \frac{Y_e^2}{m_b^2} \quad (5.18)$$

Cette masse a été calculée la première fois en 1931 par S. Chandrasekhar, c'est tout naturellement qu'elle porte son nom. Dans la suite de cet exposé, nous nous y référerons comme la masse de Chandrasekhar ou plus simplement M_{ch} .

L'application numérique de ce calcul, nous donne une valeur surestimée de 20%. Cette erreur était prévisible compte tenu en particulier du calcul simplifié de l'énergie moyenne des électrons.

Un calcul plus soigneux nous aurait donné :

$$M_{ch} = 1.457 \left(\frac{Y_e}{0.5} M_\odot \right) \quad (5.19)$$

5.3.3 Vers l'explosion thermonucléaire...

Dès lors, une première approche consisterait à dire que toutes les étoiles de plus de $1.5 M_\odot$ sont vouées à devenir des naines blanches avec des masses supérieures à la masse de Chandrasekhar. Cependant les vents stellaires pendant les périodes de dilatation de l'étoile lui font perdre l'essentiel de sa masse. En pratique, seules les étoiles de plus de 8 à 9 masses solaires à la naissance pourront atteindre la masse de Chandrasekhar. En outre, ces étoiles sont si massives que les températures internes atteignent des valeurs suffisantes pour leur permettre de brûler leur carbone et leur oxygène. Comme nous l'avons vu plus tôt, ces étoiles exploseront en supernova de type gravitationnel (les type II, I_b ou I_c). Les étoiles de moindre masse ($M < 8 - 9 M_\odot$) terminent donc leur vie sous forme de naine blanche de masse inférieure à la masse de Chandrasekhar.

Il faut donc apporter de la masse de l'extérieur à la naine blanche pour qu'elle atteigne cette masse limite. La solution la plus naturelle est de considérer que cette masse provient d'un compagnon stellaire. Le cas de système binaire n'est, en effet, pas rare, il représente à peu près 60% de la population stellaire.

Si le système est suffisamment serré, alors la naine blanche peut accréter de la matière de son compagnon pour atteindre la masse de Chandrasekhar. La pression des électrons n'est alors plus suffisante pour soutenir la pression gravitationnelle. A ce moment, le même phénomène que lors du flash d'hélium se produit : la température peut augmenter à pression constante. Une fois la température de fusion du carbone atteinte, les fusions repartent et s'emballent dans ce milieu extrêmement dégénéré. Cette fois-ci, l'énergie est tellement importante qu'elle souffle littéralement l'étoile et la

disperse dans le milieu interstellaire. Contrairement aux supernovæ gravitationnelles, il ne reste pas de résidu compact après l'explosion.

Ce modèle a l'avantage d'expliquer pourquoi les supernovæ de type Ia ne présentent ni hydrogène, ni hélium dans leur spectre : les naines blanches C/O en sont dépourvues.

Les systèmes progéniteurs font partie de populations stellaires ayant des durées de vie longues, ce qui explique pourquoi on observe ces explosions dans des galaxies elliptiques. De plus, la présence des produits de désintégration du ^{56}Ni : cobalt et fer, proviennent de la fusion du carbone et de l'oxygène, de même que le silicium.

Enfin, les désintégrations successives du nickel puis du cobalt expliquent la double décroissance exponentielle de la courbe de lumière après le maximum.

Finalement l'existence de la masse de Chandrasekhar comme seuil d'explosion, seuil purement d'origine microscopique ne dépendant que peu de la composition de l'étoile, permet de donner un argument théorique robuste pour expliquer la grande homogénéité de cette famille de supernovæ.

Nous n'avons donné ici que des grandes lignes et comme nous le verrons dans la suite de nombreuses difficultés subsistent.

5.3.4 Les contraintes sur les modèles

Pour être réaliste, un modèle d'explosion se doit de reproduire un certain nombre de caractéristiques observationnelles :

1. La composition de l'éjecta et les vitesses particulières observées dans les spectres et les courbes de lumière. En particulier, l'explosion doit être suffisamment puissante (elle doit produire suffisamment de ^{56}Ni) et produire suffisamment d'éléments de masse intermédiaire de grande vitesse dans les couches externes. En outre, les abondances isotopiques ne doivent pas être très différentes de celles observées dans le système solaire.
2. Le processus d'explosion doit être robuste afin de reproduire l'homogénéité des supernovæ Ia communes; les modèles ne doivent pas être très dépendants des paramètres de l'explosion ou des conditions initiales.
3. Les modèles doivent être capables de reproduire les variations intrinsèques observées dans les luminosités. Si les modèles de base doivent être robustes à de petites variations, il doit exister au moins un paramètre qui rend compte de la dispersion de la puissance de l'explosion.
4. La puissance de l'explosion doit être liée causalement avec l'état dans lequel se trouvait la naine blanche avant l'explosion afin de rendre compte des variations observées en fonction de la population stellaire de la galaxie hôte.

5.3.5 Les systèmes progéniteurs

Nous allons maintenant nous intéresser au système progéniteur. S'il semble désormais établi que les supernovæ de type Ia sont des explosions thermonucléaires de naine blanche, il n'y a pas encore de consensus clair sur la nature du compagnon qui lui cède de la matière (Figure 5.7). En outre, la plupart des tentatives pour observer un système qui pourrait donner lieu à ce type d'explosion se sont révélées non concluantes.

Aucun progéniteur de supernova de type Ia n'a été, jusqu'à présent, observé directement. L'étoile progénitrice est en effet de faible luminosité. Les systèmes progéniteurs ne sont donc contraints que par des arguments indirects (photométrie et spectroscopie). On procède donc par élimination en espérant qu'il ne reste qu'un candidat à la fin. Malheureusement dans le cas des types Ia, aucun candidat ne passe pour le moment tous les tests sans ambiguïtés.

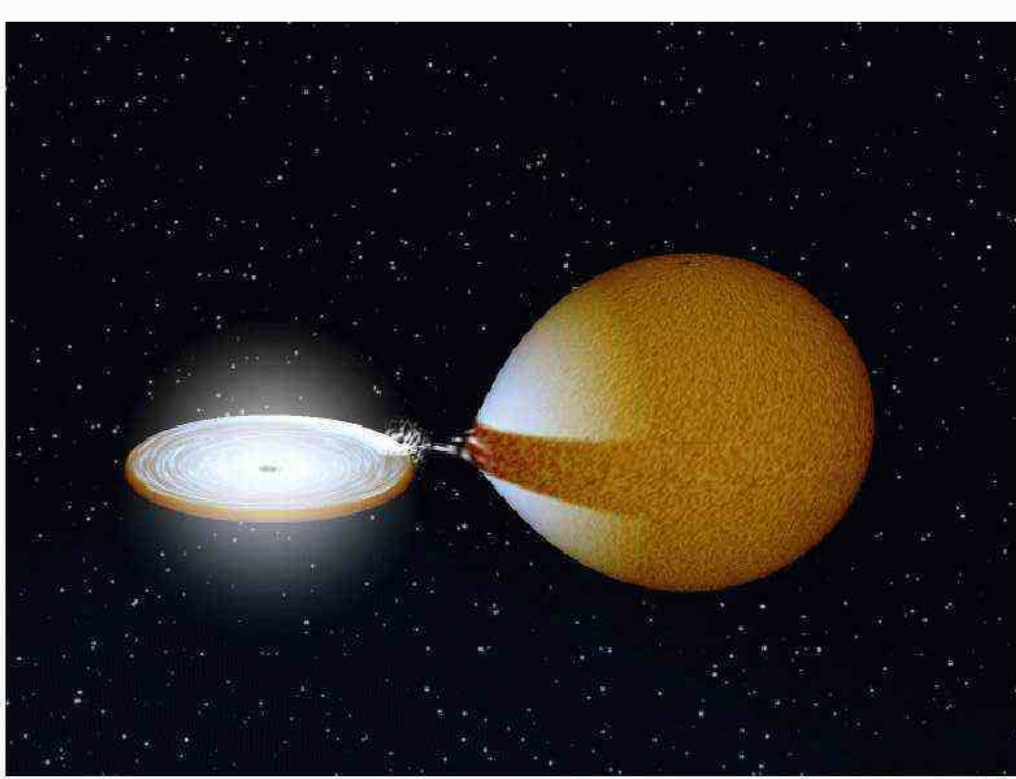


FIG. 5.7 – *Système binaire dans lequel une naine blanche accrète de la matière de son compagnon stellaire. La naine blanche est au centre du disque d'accrétion.*

L'absence d'hydrogène dans les spectres implique que le progéniteur ne contient au plus que $0.1 M_{\odot}$ d'hydrogène. De plus, la présence très importante de la raie de silicium à 6355 angstroms indique la production d'éléments de masse intermédiaire par fusion. Les vitesses d'expansion des couches de $5\,000\text{ km s}^{-1}$ en moyenne et pouvant atteindre $20\,000\text{ km s}^{-1}$ sont compatibles avec des naines blanches carbone-oxygène de $1 M_{\odot}$ fusionnant en fer, silicium et calcium. Un calcul rapide de l'énergie cinétique produite lors de l'explosion d'une étoile d'une masse solaire donne :

$$\frac{1}{2}mv^2 = 1 M_{\odot} \times (10\,000\text{ km s}^{-1})^2 = 1 \times 10^{44}\text{ J} = 1 \times 10^{51}\text{ ergs}$$

soit l'énergie produite lors de l'explosion d'une supernova de type Ia.

L'émission en ultraviolet et sa décroissance exponentielle indiquent un progéniteur de moins de $10\,000\text{ km}$ de rayon. En effet, pour permettre d'atteindre les vitesses d'éjection observées, il faut que les couches extérieures de l'étoile soient suffisamment minces permettant une évacuation rapide des photons énergétiques.

Après environ deux semaines, le spectre qui était dominé par des éléments de masses intermédiaires exhibe principalement du fer ionisé une fois (FeII) ainsi que du cobalt ionisé deux fois (CoIII), ce qui indique à nouveau l'explosion thermonucléaire d'un objet compact. Ceci implique que les étoiles à l'origine de ces explosions sont des étoiles de 6 à 8 masses solaires durant leur vie sur la séquence principale du diagramme HR.

Enfin, près de 85% des supernovæ de type Ia ont des luminosités au maximum, des courbes de lumière et des spectres très similaires. La dispersion de luminosité au pic de lumière est d'environ 0.4 magnitude (40%). Ceci impose une classe de progéniteurs relativement homogène.

Cependant, l'observation de supernovæ de très faible luminosité comme SN1991bg avec une luminosité au maximum près de 3 magnitudes moins brillantes que ces congénères, et de 1991T, avec une luminosité au maximum supérieure de 0.5 magnitude, montrent qu'il est difficile de trouver une classe unique de progéniteurs pour rendre compte de toutes les observations.

L'observation de Ia tant dans les galaxies spirales que dans les galaxies elliptiques exclut les étoiles massives si un progéniteur unique est considéré. En revanche, les supernovæ très lumineuses et évoluant lentement (à la manière de 1991T) sont absentes des galaxies elliptiques et irrégulières. Il semble bien qu'il y ait plusieurs types de progéniteurs.

Les observations sont globalement en accord avec le modèle de Hoyle & Fowler de naine blanche carbone-oxygène explosant proche de la masse de Chandrasekhar. La diversité pourrait être due à l'histoire et à la nature de la naine blanche quoique l'existence d'autres types de progéniteur ne semble pas complètement écartée (naine blanche Oxygène-Néon-Magnésium par exemple pour 1991bg).

5.3.5.1 L'évolution pré-supernova des naines blanches en système binaire

Nous suivrons principalement dans cette partie un article de Nomoto & et al. (2000).

Les principaux types de systèmes décrits dans cet article sont des systèmes dits simples ou doubles dégénérés, selon qu'ils sont composés d'une naine blanche et d'une étoile compagnon ou de deux naines blanches.

Il est aussi fait une distinction entre les systèmes où le compagnon est une étoile sur la séquence principale (comparable au soleil ou plus massive) ou une géante rouge.

Enfin, il est fait une distinction entre les explosions qui ont lieu à la masse de Chandrasekhar et celles qui se produisent en dessous de cette masse.

5.3.5.2 Explosion en dessous de la masse de Chandrasekhar

Dans le cas du modèle simplement dégénéré, des taux de transfert pourraient permettre d'initier des flashes d'hélium suffisamment puissants pour entraîner une ignition de l'explosion hors du cœur, de manière analogue à une bombe à hydrogène.

5.3.5.3 Deux naines blanches : système doublement dégénéré

Les arguments en faveur des systèmes doublement dégénérés sont l'absence naturelle d'hydrogène et d'hélium et une approche relativement simple pour atteindre la masse de Chandrasekhar (si la somme des masses est supérieur à M_{ch}). L'existence de tels objets est avérée, mais leur période de rotation d'une demi-année ou plus implique des durées de vie de l'ordre du temps de Hubble (les deux étoiles se rapprochent par émission d'ondes gravitationnelles). Enfin, ils ont des masses qui atteignent au plus une masse solaire, bien en dessous de la masse de Chandrasekhar. De plus, il est assez difficile d'expliquer l'homogénéité des supernovæ de type Ia dans ce modèle, les deux composantes pouvant avoir des caractéristiques très variables quant à leur masse ou leur composition.

5.3.5.4 Explosion à la masse de Chandrasekhar

Dans le cas des modèles simplement dégénérés, le paramètre important est le taux d'accrétion. Une explosion a lieu seulement si ce taux d'accrétion a une valeur relativement précise. En particulier, si on dépasse une valeur critique (\dot{M}_c), il y a formation d'une couche commune aux deux étoiles qui peut entraîner un effondrement gravitationnel. En revanche, si ce taux d'accrétion est en dessous d'une certaine valeur, il y a apparition de nova qui entraîne des pertes de masse supérieures à la masse accrétée. Pour des taux un peu supérieurs, il y a apparition d'une couche d'hélium qui

entraîne des flashes. Cette difficulté semble avoir été résolue par la prise en compte du vent stellaire. Il semble, en effet, être un phénomène indispensable pour voir la naine blanche atteindre la masse de Chandrasekhar.

$$\dot{M}_c = 0.75 \cdot 10^{-6} \left(\frac{M_{NB}}{M_\odot} - 0.40 \right) M_\odot \cdot \text{y}^{-1} \quad (5.20)$$

\dot{M}_c est le taux d'accrétion pour lequel une combustion statique a lieu à la surface de la naine blanche. Quand le taux d'accrétion atteint cette valeur, la naine blanche se dilate pour atteindre $0.1 R_\odot$. Si le vent est suffisamment fort, il peut empêcher la formation de l'enveloppe commune. La fusion de l'hydrogène permet d'augmenter la masse de la naine blanche. Cette fusion entraîne une augmentation de la couche d'hélium. Quand cette couche atteint une masse limite, il y a apparition d'un flash d'hélium. Une fraction de cette couche est alors soufflée mais une partie substantielle est convertie en carbone et en oxygène pour augmenter le coeur de la naine blanche.

★ Naine blanche + étoile sur la séquence principale

Examinons plus attentivement l'évolution d'un système simplement dégénéré composé d'une naine blanche et d'une géante rouge (Figure 5.8). Le système initial est composé de deux étoiles sur la séquence principale (étape A). La première étoile évolue en géante rouge et évacue ses couches externes par vent stellaire (B). Si ce vent stellaire est moins rapide que la vitesse d'orbite, le vent emporte le moment angulaire et les deux étoiles se rapprochent pour former un système binaire serré (ce rapprochement peut réduire la distance entre les deux étoiles d'un facteur 10). Les deux étoiles se fondent alors dans une enveloppe commune (C), puis la géante rouge évolue en naine blanche carbone-oxygène (D).

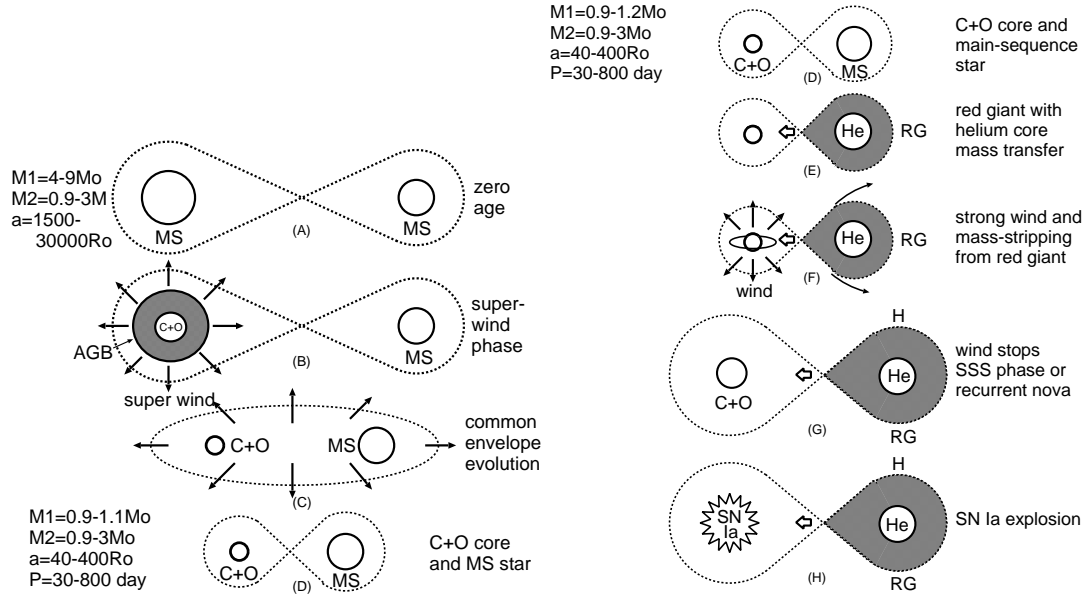


FIG. 5.8 – Évolution vers une supernova de type Ia d'un système binaire composé d'une étoile de 6 à 9 M_\odot et d'une étoile de 1 M_\odot (tiré de Hachisu 2001).

La seconde étoile poursuit son évolution sur la séquence principale (D). Quand celle-ci évolue à son tour vers le stade de géante rouge, elle remplit son lobe de Roche (E) et le transfert de masse vers son compagnon commence. La naine blanche évacue une partie de la masse reçue par vent stellaire

et stabilise ainsi le transfert (F). Elle peut ainsi augmenter continûment sa masse pour atteindre la masse de Chandrasekhar et exploser (G et H).

★ Naine blanche + géante rouge

Le système initial est typiquement composé d'une étoile de 7 masses solaires et d'une étoile de 2 masses solaires (étape A de la Figure 5.9).

Quand la masse du cœur d'hélium de la première atteint une valeur comprise entre 1 et 1.4 M_{\odot} , elle remplit son lobe de Roche (B). Ceci entraîne la formation d'une enveloppe commune aux deux étoiles (C). Après cette période commune le système est relativement serré (entre 4 et 30 R_{\odot} , étape D). Ensuite, l'étoile principale se contracte et allume son hélium. Elle reste sur la séquence principale "hélium" pendant une dizaine de millions d'années. Au fur et à mesure de la combustion de l'hélium, il y a formation d'un cœur C-O. Quand celui-ci atteint la masse de 1 masse solaire, l'étoile devient une géante rouge, emplit une nouvelle fois son lobe de Roche et commence à transférer de la matière riche en hélium à son compagnon (E). La seconde étoile reçoit ainsi de 0.1 à 0.4 M_{\odot} et devient une étoile riche en hélium (F) tandis que la première devient une naine blanche C-O.

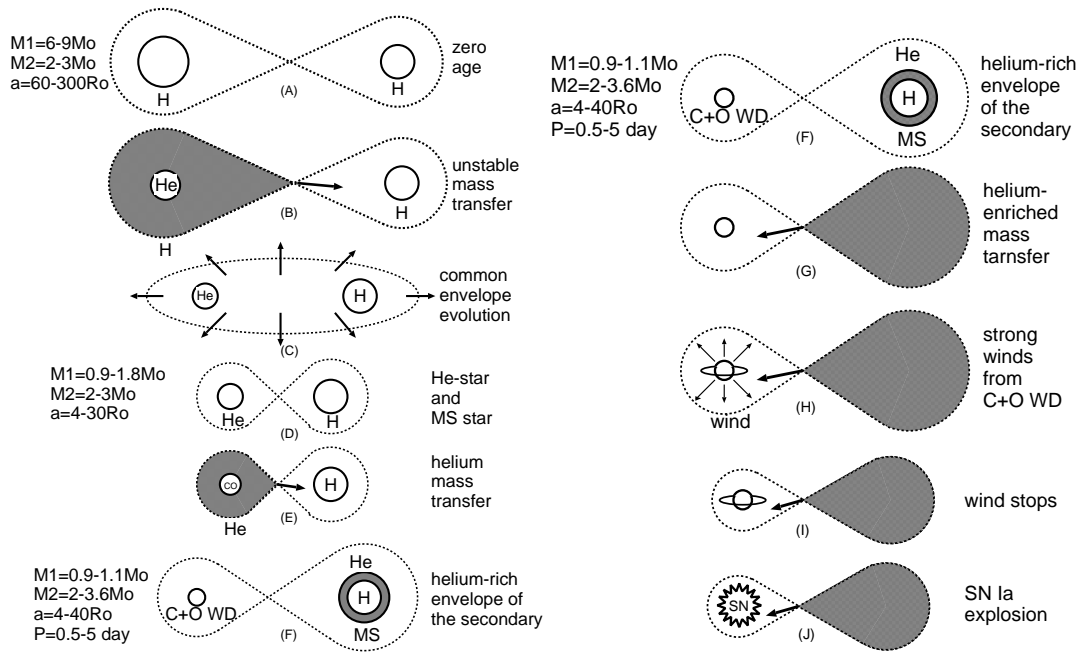


FIG. 5.9 – Évolution vers une supernova de type Ia d'un système binaire composé d'une étoile sur 7 M_{\odot} et d'une étoile de 2 M_{\odot} tiré de Hachisu 2001

La seconde étoile continue son évolution, remplit à son tour son lobe de Roche et commence à transmettre la matière riche en hélium héritée de son compagnon (G). Le vent stellaire intervient à nouveau pour stabiliser le transfert de masse (H). La naine blanche accroît alors sa masse pour atteindre la masse de Chandrasekhar et explose (J).

La découverte récente des binaires X-mous permet d'avoir un candidat réaliste pour ce genre d'étoile progéniteur. Elles sont interprétées comme des naines accrétant de la matière d'un compagnon produisant une fusion statique à leur surface. En principe, ces objets peuvent accréter plusieurs dixièmes de masse solaire avec un taux d'accrétion de $10^{-7} M_{\odot} \text{an}^{-1}$. Le temps de vie de ces objets est estimé à un milliard d'années, ce qui correspond bien au progéniteur que nous recherchons. Leur

nombre semble assez grand pour pouvoir rendre compte des taux d'explosion de supernovæ de type Ia. Cependant, l'existence de binaires X très rapidement variables (de l'ordre de la semaine) semble être en désaccord avec une fusion statique à la surface de l'étoile, ils restent à l'heure actuelle les meilleurs candidats pour les systèmes simplement dégénérés.

5.3.6 Vers l'ignition de l'explosion

Nous considérerons dorénavant que l'étoile qui explose est une naine blanche composée de carbone et d'oxygène à la masse de Chandrasekhar. Même en imposant ces contraintes, le système n'est pas encore totalement décrit. Des paramètres importants comme la composition chimique de l'objet et en particulier le rapport Carbone/Oxygène ou la structure thermique restent très mal connue.

En particulier, le rapport C/O semble être compris dans une fourchette de 0.4 à 0.6, valeur significativement inférieure à la plupart des modèles d'explosion de supernovæ de type Ia. Un autre problème, lié à la structure thermique de la naine blanche, est l'influence du processus convectif URCA¹. Un rayonnement de neutrinos par émissions β successives de paires URCA ($^{21}\text{Ne}/^{21}\text{F}$ par exemple) peut entraîner soit un refroidissement, soit un réchauffement voire une inversion de gradient de température vers le centre. L'abondance de ces paires URCA dépend principalement de la métallicité. De plus, ces phénomènes sont dépendants du temps, non-locaux, très subsoniques et doivent être modélisés sur de grandes échelles de temps. Il semble donc très difficile de pouvoir construire des modèles numériques rendant compte de manière réaliste de l'évolution de la naine blanche juste avant l'explosion.

Les modèles d'explosion reposent donc sur des structures *ad hoc* définies de façon relativement arbitraire.

Près de la masse de Chandrasekhar, l'énergie est gouvernée par l'équilibre entre les pertes par le plasmon de neutrinos et le chauffage par compression.

A 2.10^9 g cm^{-3} , l'écrantage des électrons favorise les fusions et permet une génération d'énergie nucléaire excédant l'énergie perdue par les neutrinos.

Cette étape marque le début de l'emballement des réactions nucléaires qui va durer un millier d'années. Durant cette période, il y a compétition entre la convection (qui dilue la chaleur) et les réactions nucléaires. Quand la température atteint 7.10^8 K , les deux phénomènes se compensent. Quand la température atteint $1.5.10^9 \text{ K}$, les phénomènes de convection deviennent beaucoup plus lents que les phénomènes de combustion et le carbone et l'oxygène brûlent alors sur place. Un nouvel équilibre entre génération et transport d'énergie (par conduction thermique des électrons) est trouvé mais sur des échelles beaucoup plus petites (typiquement 10^{-4} cm).

La flamme est née.

5.3.7 Les modèles d'explosion

Cette partie est principalement construite à partir de Hillebrandt & Niemeyer (2000).

La naine blanche peut être décrite comme un plasma totalement ionisé avec un degré variable de dégénérescence des électrons. On peut la considérer comme un fluide. Les équations qui gouvernent le phénomène sont alors celles de l'hydrodynamique pour les masses, les espèces, le transport de l'énergie comme l'accélération gravitationnelle, la viscosité, la chaleur et la diffusion de masse et la production d'énergie nucléaire.

Les conditions initiales (rapport C/O, profil de température) sont obtenues à partir des modèles de naine blanche à symétrie sphérique ou à partir des équations de Chandrasekhar décrivant un gaz

¹du nom du casino Urca de Rio de Janeiro qui emportait l'argent de manière rapide et discrète comme les neutrinos emportent l'énergie hors du cœur dans ce processus

d'électrons dégénérés à température nulle. En donnant les conditions initiales, les symétries fixent les conditions aux limites et on peut en principe intégrer les équations du mouvement directement.

Jusqu'au milieu des années 90, seules les études de modèle 1D à symétrie sphérique ont été considérées. Cette approche a le principal inconvénient de ne pouvoir rendre compte d'un certain nombre d'aspects afférent aux combustions nucléaires. En particulier, les allumages hors du coeur de la naine blanche, des instabilités thermodynamiques de la flamme ou des phénomènes de turbulence ne peuvent pas être pris en compte. Ces phénomènes pourraient avoir d'importantes implications quant à la survie de certains modèles.

Malgré tout, les modèles 1D semblent être aujourd'hui encore, les seuls à pouvoir raisonnablement marier les phénomènes hydrodynamiques avec une phénoménologie détaillée de nucléosynthèse et obtenir une vision globale de l'explosion. De fait, la majorité des modèles d'explosion permettant de faire des prédictions sur les spectres et les courbes de lumière sont basés sur ce type de modèle.

5.3.8 Physique de l'explosion

La très grande dépendance en température des taux de réactions nucléaires à des températures de l'ordre de 10^{10} K confinent l'explosion sur des couches très fines qui se propagent soit par conduction (déflagration ou flamme), soit par choc compressif (détonation).

Les deux types de propagation sont instables hydrodynamiquement aux fluctuations spatiales. Dans le régime non-linéaire, le front de combustion est stabilisé par la formation de structure en cellule ou en devenant totalement turbulent. Dans les deux cas, le taux de combustion augmente avec l'accroissement de la surface du front de combustion.

Quand la température dépasse la température critique, la combustion est quasi instantanée par rapport au temps caractéristique de déplacement du fluide. Une fine zone de réaction se forme à l'interface entre les matériaux brûlés et non brûlés qui commence à se propager suivant l'un des deux mécanismes autorisés par les conditions de saut de Rankine-Hugoniot : la déflagration ou la détonation.

5.3.8.1 Mécanismes de détonation

Si la surpression créée par le chauffage est suffisamment grande, une onde de choc hydrodynamique se forme et initie la combustion du carburant nucléaire par un chauffage compressif. Cette combustion auto-entretenu est appelée détonation. De manière générale, les détonations se propagent de manière supersonique de telle façon que le matériel est brûlé sans avoir eu le temps de s'expandre. Le combustible est donc brûlé entièrement, ne formant que des éléments de la famille du fer.

5.3.8.2 Mécanismes de déflagration

Si par contre la pression initiale est trop faible, le gradient de température à l'interface se raidit jusqu'à l'équilibre thermodynamique entre la diffusion de chaleur (portée par les collision électrons-ions) et l'énergie générée. Le front de combustion résultant consiste en une zone de diffusion qui chauffe le combustible suivi d'une mince couche de réaction où le combustible est brûlé et l'énergie générée. La déflagration, ou plus simplement flamme, se déplace de manière subsonique par rapport au matériel non brûlé.

La flamme peut donc être fortement influencée par les fluctuations turbulentes des vitesses.

5.3.8.3 Les instabilités hydrodynamiques de la flamme

★ Instabilités de Landau-Darrieus

Si l'on observe la flamme sur des échelles plus grandes que son épaisseur, la structure de la flamme au niveau des combustions et de la diffusion peut être négligée et la flamme approximée comme un saut de densité qui se propage avec une vitesse normale : la vitesse laminaire de la flamme.

L'approximation de "flamme mince" autorise une analyse linéaire de la stabilité du front par rapport à des perturbations spatiales. Le résultat de cette analyse due à Landau et Darrieus indique que les flammes minces sont linéairement instables à toutes les échelles.

Dans le contexte des déflagrations, ce type d'instabilités entraîne un agrandissement des perturbations jusqu'à la formation d'une structure en cellule qui étend la surface du front de combustion. Ce type de perturbation n'entraîne pas de turbulence et empêche une accélération importante de la flamme.

Cependant, il est possible qu'à faible densité la stabilisation soit rompue avec des conséquences importantes sur la déflagration.

★ Instabilités de Rayleigh-Taylor

L'instabilité de Rayleigh-Taylor se produit quand un fluide lourd et chaud est accéléré dans un fluide léger. C'est l'effet hydrodynamique le mieux étudié et certainement le plus important lors de l'explosion des supernovæ de type Ia. Il résulte de la suspension du combustible chaud et brûlé au-dessus du combustible non brûlé et plus dense. Sujettes à ce type d'instabilités, les petites perturbations de surface croissent pour former des bulles (ou champignons) qui commencent par flotter pour retomber sous forme de filets (Figure 5.10). Durant le régime non-linéaire, des bulles de tailles différentes interagissent pour créer une couche mousseuse qui augmente la surface de la flamme et ainsi le taux de réaction.

5.3.9 La propagation de l'explosion

Les quatre principaux modes d'explosion sont :

- La détonation.
- La déflagration turbulente.
- La détonation retardée.
- La détonation retardée pulsante.

Confrontons maintenant ces différents modèles aux observations.

5.3.9.1 La détonation

La détonation brûle complètement le combustible qui se trouve sur son passage car elle ne laisse pas le temps au fluide de rentrer en expansion. Dans le cas des supernovæ de type Ia, ceci se traduirait par une production exclusive d'éléments de la famille du fer. Il n'y a pas de synthèse d'éléments de masse intermédiaire, ce qui est en contradiction avec les observations.

5.3.9.2 La déflagration turbulente

Une fois initiée, la flamme devient circonvoluée à cause de la turbulence produite par les instabilités de la flamme.

La combustion continue jusqu'à une transition vers une détonation (le modèle de détonation retardée que nous décrirons plus loin) ou jusqu'à ce que la flamme s'éteigne par expansion du fluide.

Reste à savoir si ce mécanisme est suffisamment puissant pour permettre la dispersion de la naine blanche et si la composition et la vitesse des éjectas sont compatibles avec les observations.

Le modèle à une dimension de déflagration rapide (modèle W7 Nomoto, Thielemann & Yokoi (1984)) est en bon accord avec les spectres et les courbes de lumière observés. Cependant, ce modèle repose sur une paramétrisation de la fonction de vitesse turbulente ($V_T(t, r)$) *ad hoc* pour reproduire les observations. Différentes paramétrisations de ce type de modèle ont été proposées. Elles s'accordent sur une vitesse turbulente de 30% de la vitesse du son.

Un autre problème semble être la surproduction d'éléments riches en neutrons. Malgré ses grands succès ce type de modélisation a toujours un peu de mal à reproduire les abondances d'éléments de masse intermédiaire. La nature intrinsèquement turbulente de ce type d'explosion rend la modélisation en trois dimensions indispensable pour reproduire l'ensemble des effets.

Le problème des modélisation à trois dimensions est qu'elles sont beaucoup plus difficiles à construire. Les échelles en jeu vont de l'épaisseur de la flamme (de l'ordre du centimètre) jusqu'à la taille de la naine blanche (10^8 cm). De plus, jusqu'à récemment, ces modèles échouaient à faire exploser les supernovæ (*i.e.* disperser complètement l'étoile), les valeurs de V_T étant bien inférieures à la valeur de 30% de la vitesse du son.

Pour remédier à ce problème plusieurs solutions ont été apportées au nombre desquelles la combustion turbulente active et l'allumage multiple.

Une turbulence additionnelle pourrait être due aux instabilités hydrodynamiques que nous avons vues précédemment. En particulier, les instabilités de Rayleigh-Taylor permettent une augmentation de la surface de la flamme et ainsi du taux de combustion et de la production d'énergie. La figure 5.10 issue de Gamezo et al. (2003) présente une simulation d'une déflagration subissant cette instabilité qui permet de détruire la naine blanche.

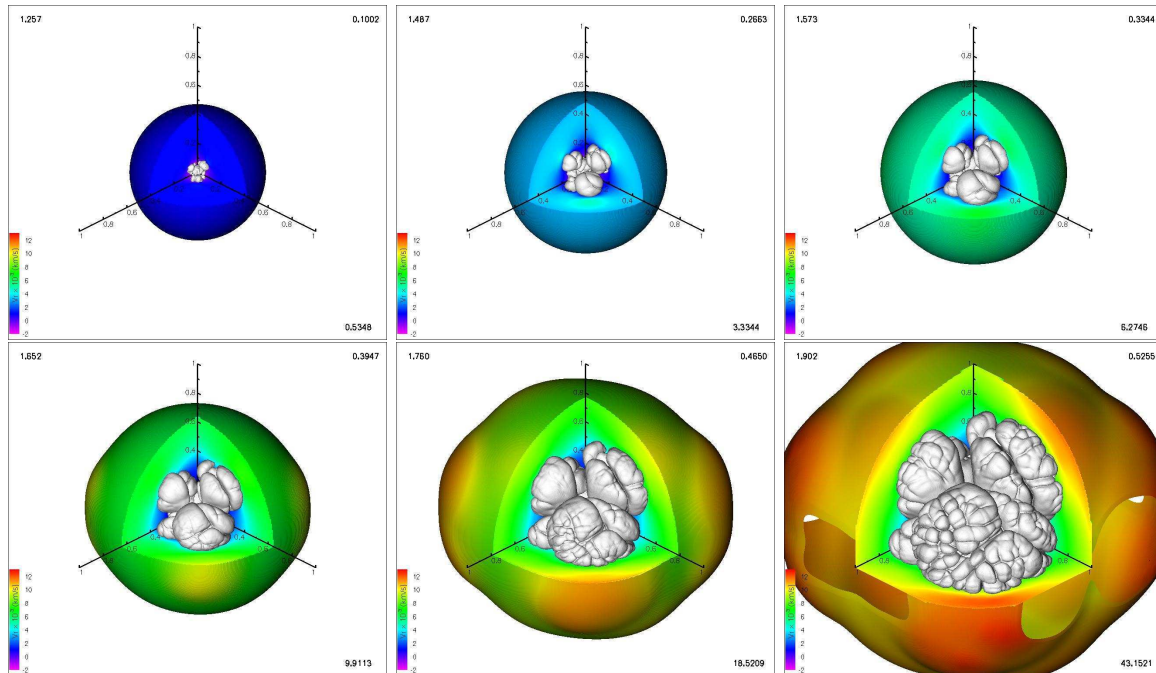


FIG. 5.10 – Simulation d'une déflagration subissant des instabilités de Rayleigh-Taylor en fonction du temps, tiré de Gamezo et al. 2003

L'allumage multiple aurait pour vertu de permettre de brûler plus de combustible à basse densité,

permettant ainsi de régler le problème de nucléosynthèse lié aux modèles 1D, i.e., la surproduction d'éléments riches en neutrons. Une simulation due à Reinecke, Hillebrandt & Niemeyer (2002) est présentée figure 5.11, elle montre l'évolution de la surface de la flamme en fonction du nombre de points d'allumage.

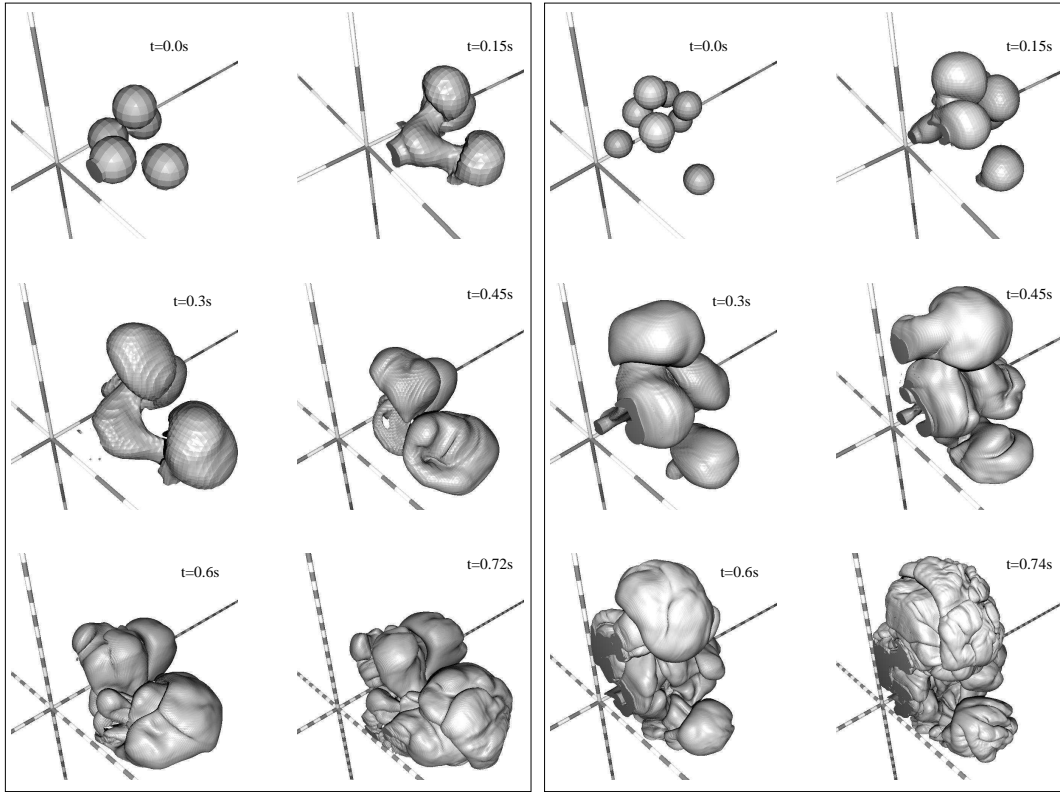


FIG. 5.11 – Simulations d'une déflagration suivant le nombre de points d'allumage. Ces simulations montrent l'évolution temporelle du front d'explosion d'une supernovæ de type Ia pour 5 et 9 points d'allumages respectivement à gauche et à droite, tiré de Reinecke et al. 2002

En conclusion, si les modèles, en prenant en compte soit les effets de turbulence active, soit l'allumage multiple, soit des effets dûs à l'instabilité de Rayleigh-Taylor, sont capables de produire des vitesses turbulentes de l'ordre de 30%, alors ils seront en accord presque complet avec les observations. De plus, il semble que la valeur de vitesse soit complètement découplée de la physique microscopique de la flamme aux grandes échelles. Les propriétés seraient donc dominées par de purs effets hydrodynamiques et rendraient ainsi le mécanisme intrinsèquement robuste.

Le taux d'accrétion du progéniteur, le nombre et la localisation des allumages ont cependant une influence importante et pourraient être une explication intéressante pour rendre compte de la variété des supernovæ de type Ia. Enfin, potentiellement, tous ces effets peuvent aussi dépendre de la composition et de la métallicité, ce qui expliquerait la corrélation entre la population stellaire et la puissance de l'explosion.

5.3.9.3 La détonation retardée

Les expériences de combustion terrestre ont montré qu'une transition d'une déflagration turbulente vers une détonation est possible. Des modèles ont donc été proposés dans lesquels la déflagra-

tion initiale se transforme en détonation dans la phase finale de l'explosion. Cette transition apparaît quand la densité descend en dessous de 10^7 g cm^{-3} . Ce type de modèle est une manière élégante de résoudre les problèmes rencontrés par les deux précédents modèles : la puissance générée est amplement suffisante pour disperser complètement l'étoile et la période initiale permet de produire les abondances des éléments de masses intermédiaires observés dans les spectres. Enfin, comme dans le cas des modèles de déflagration, la variété pourrait être expliquée par des allumages multiples. Le principal problème de ce modèle est qu'il introduit de nouveaux paramètres (comme la densité de transition entre les deux modes) de manière un peu artificielle et semble plus que jamais être défini de façon *ad hoc*.

5.3.9.4 Détonation retardée pulsante

Ce type de modèle a été introduit pour trouver un mécanisme pouvant compléter une déflagration trop faible. Comme nous l'avons vu plus tôt, il est assez difficile de faire exploser une supernova au moyen d'une déflagration. Dans ce modèle, la première déflagration ne permet pas l'explosion. Quand les densités deviennent trop faibles, la flamme s'éteint pour laisser place à un effondrement gravitationnel de la naine blanche. C'est cet effondrement gravitationnel qui permettrait l'allumage d'une détonation (après une ou plusieurs recontractions ou pulsations) entraînant la destruction de l'étoile.

Ce type d'explosion ne produit que peu de ^{56}Ni mais il permet la synthèse de quantités substantielles de silicium et de calcium. Il pourrait donc être à l'origine des supernovæ sous-lumineuses du type de 1991bg. Globalement, ce type de modèle a les mêmes avantages que les modèles de détonation retardée. Une nouvelle fois, les paramètres doivent être ajustés finement pour permettre une explosion reproduisant les observations. Enfin, ce type de modèle est maintenant vraisemblablement infirmé par les modèles de déflagration 3D les plus récents qui semblent pouvoir produire une explosion dans toutes les conditions.

5.3.10 Les modèles plus exotiques

Nous parlerons dans cette section de deux modèles alternatifs pour l'explosion des supernovæ de type Ia ne mettant pas en cause une naine blanche à la masse de Chandrasekhar :

- Modèles en dessous de la masse de Chandrasekhar.
- Modèles de coalescence de deux naines blanches.

5.3.10.1 Modèles en dessous de la masse de Chandrasekhar

Ce type de modèle nécessite un mode d'allumage autre qu'une instabilité gravitationnelle, ce qui impose de trouver un mécanisme extérieur à la naine blanche pour induire une surpression capable d'allumer la fusion.

Une possibilité proposée est un allumage par détonation dans la couche périphérique de l'hélium accrété du compagnon qui permettrait de pouvoir allumer par la suite une détonation du cœur de carbone par compression. Ce type de modèle pourrait expliquer les supernovæ sous-lumineuses. Ces types d'explosion sont caractérisés par des couches externes de nickel et d'hélium de grande vitesse au dessus des couches de fer et de nickel (Ruiz-Lapuente et al. (1993)).

Les arguments en sa faveur sont des abondances de progéniteurs en meilleur accord avec les taux de Ia et une explication toute naturelle pour rendre compte de la dispersion des luminosités (la masse de la naine blanche).

Cependant, il semble que les supernovæ simulées sont trop bleues au maximum avec une décroissance trop rapide après ce maximum.

Si ces modèles s'avèrent être moins pollués par les éléments de la couche d'hélium et de nickel, ils pourraient être d'excellents candidats pour les supernovæ sous-lumineuses. Cependant, la luminosité des supernovæ, qui est directement reliée à la masse de la naine blanche pour ce type de modèle, prédite dans ce modèle est plus graduelle que ce que donnent les observations des populations de naines blanches.

5.3.10.2 Coalescence de deux naines blanches

Les principales vertus de ce type de modèles sont l'absence naturelle d'hydrogène et d'hélium dans le spectre, des abondances comparables au taux de supernovæ et une explication naturelle pour une famille d'objets à un paramètre (la somme des masses des deux naines blanches). Les progéniteurs existent de façon attestée et doivent donner lieu à des coalescence par rayonnement d'ondes gravitationnelles. Donc, il existe un phénomène violent qui l'accompagne même si ce n'est pas une supernova de type Ia.

Après la coalescence, il y a formation d'un disque d'accrétion autour de la plus massive des deux naines blanches formé de la matière de la moins massive. Dans le cas d'un taux d'accrétion de $10^{-6} M_{\odot} \text{an}^{-1}$, un allumage hors-cœur provoque une propagation de flamme vers l'intérieur qui convertit le cœur en O/Ne/Mg. Cette configuration est instable par capture électronique sur le ^{24}Mg provoquant un effondrement gravitationnel qui transforme la naine blanche en étoile à neutrons.

Des études sur la viscosité turbulente due aux instabilités magnéto-hydrodynamiques suggèrent qu'il est très difficile d'éviter des taux d'accrétion si grands.

Une autre possibilité pour éviter l'effondrement gravitationnel, serait d'initier la combustion du carbone par une détonation plutôt qu'une déflagration.

Ce type de progéniteur pourrait rendre compte des objets très lumineux comme 1991T.

5.3.11 Conclusion sur les modes d'explosion

Il semble donc que le modèle le plus favorisé soit celui d'une déflagration turbulente d'une naine blanche à la masse de Chandrasekhar ayant accréte de la matière d'un compagnon stellaire suivi ou non d'une détonation. Ces modèles permettent de disperser la naine blanche complètement, produisent des vitesses d'expansion des couches de l'étoiles comparables à ce qui est observé et une quantité de ^{56}Ni permettant de produire les bonnes courbes de lumière. Enfin, la modélisation de la nucléosynthèse explosive reproduit les abondances effectivement observée dans les spectres.

5.3.12 Modélisation des courbes de lumière

5.3.12.1 Transport radiatif

La lumière venant des supernovæ que nous observons vient de la diffusion des photons γ produits par les décroissances du ^{56}Ni puis du ^{56}Co . C'est l'étude du transport et de la diffusion de ces photons dans les couches successives de la supernova qui est appelé transport radiatif. La diffusion est déterminée par l'opacité des milieux remontres qui dépend de leur nature.

Contrairement aux autres objets astrophysiques, les supernovæ de type Ia ne contiennent ni hydrogène, ni hélium, l'opacité est donc dominée par la diffusion des électrons libres et par un très grand nombre de raies atomiques (en particulier en UV). De plus, les couches extérieures acquièrent des vitesses relativistes.

Initialement, la supernova est une sphère opaque de matière en expansion dans laquelle l'énergie est injectée sous forme de photons issus des décroissances radioactives. Au fur et à mesure de

l'expansion de la matière, les temps de diffusion s'allongent et deviennent plus longs que les temps d'expansion ; la supernova devient transparente.

Les décalages Doppler des lignes atomiques ont des effets importants à cause de l'expansion rapide de l'étoile : un photon émis à l'intérieur de la photosphère² de la supernova trouvera de la matière de plus en plus transparente jusqu'à rencontrer une ligne Doppler qui la diffusera plusieurs fois. Le spectre peut donc ressembler à un spectre de corps noir alors que la température du photon n'a rien à voir avec la température de la matière.

Les modélisations demandent encore à être raffinées notamment par la prise en compte des effets à trois dimensions. Globalement, il n'y a pas pour l'instant de consensus sur les méthodes et sur les résultats même si les ingrédients de départ sont les mêmes.

5.3.12.2 Énergétique de l'explosion

Cette partie est basée principalement sur Höeflich, Wheeler & Thielemann (2003).

De manière schématique, la quantité d'énergie produite est déterminée par le produit de l'explosion de la naine blanche. Elle se présente sous forme d'énergie cinétique (qui disperse l'étoile) et sous forme nucléaire (le nickel). La quantité de nickel détermine à son tour la luminosité et l'opacité ; finalement, l'opacité et l'énergie totale produite déterminent la forme de la courbe de lumière.

De manière plus quantitative, l'énergie de liaison de la naine blanche est d'environ $5 - 6 \cdot 10^{50}$ erg. Si la naine blanche est entièrement brûlée lors de l'explosion, l'énergie produite par la fusion du carbone et de l'oxygène est de $2 \cdot 10^{51}$ erg, ce qui correspond à la différence entre l'énergie de liaison des noyaux de carbone et d'oxygène + l'énergie gravitationnelle de la naine blanche et l'énergie produite par la fusion.

L'énergie perdue sous forme de neutrinos ne dépasse pas 1%, ce qui contraste avec les supernovæ gravitationnelles pour lesquelles les neutrinos représentent 99% de l'énergie.

Toute l'énergie produite lors de l'explosion de la naine blanche va contribuer à l'expansion des couches de la naine blanche et non à la courbe de lumière. Comme nous l'avons vu, c'est la décroissance $^{56}\text{Ni} \rightarrow ^{56}\text{Co} \rightarrow ^{56}\text{Fe}$ qui nourrit la courbe de lumière. L'énergie produite par ces réactions représente 3% de l'énergie totale produite lors de l'explosion si on considère une production de $0.5 M_{\odot}$ de ^{56}Ni .

L'émission lumineuse est indépendante des détails de l'explosion et de la nature précise du progéniteur comme l'illustre la figure 5.12. C'est la quantité de ^{56}Ni produite qui détermine la luminosité de la supernova.

L'opacité gouverne l'évolution temporelle de l'émission lumineuse. Une quantité moins importante de nickel produit correspond à une luminosité moindre, mais aussi à une température moins importante et donc une opacité moindre. Ceci implique que les supernovæ les moins brillantes sont celles qui ont les courbes de lumière les plus étroites.

Pour être en accord avec l'observation des éléments légers dans le spectre, il faut qu'il y ait une pré-expansion des couches de la supernova. Comme nous l'avons vu précédemment, ceci est satisfait dans le cas des modèles de déflagration et les modèles de détonation retardée. La production de nickel dépend alors de la densité de transition entre la phase de déflagration initiale et la détonation dans ce second modèle.

L'explosion provoque une accélération rapide de la matière de la supernova. Les photons γ produits lors de la décroissance du nickel sont diffusés pour produire la courbe de lumière. Les temps de montée et de descente de la courbe de lumière sont donnés par les durées de vie du nickel, puis de

²La photosphère est définie comme la sphère à partir de laquelle les photons issues d'une étoile ne sont plus diffusés. Il s'agit de l'enveloppe visible de l'étoile.

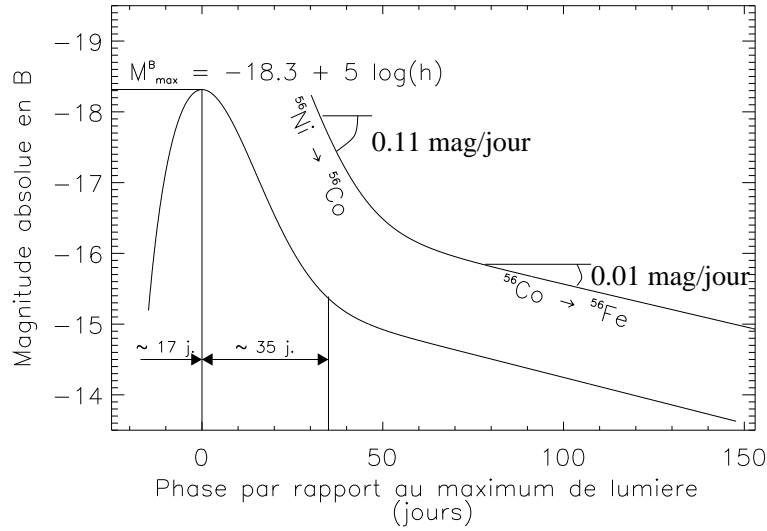


FIG. 5.12 – Comparaison entre la courbe de lumière d’une supernova de type Ia et la double décroissance ^{56}Ni , ^{56}Co (issu de Blanc 2002).

son produit de désintégration le ^{56}Co et l’opacité des couches en expansion. L’évolution des spectres durant le temps sont une image de l’évolution de la photosphère.

Ainsi, moins il y a de nickel produit, moins la température des couches est importante et les photons produits sont émis avec une énergie moins importante dans un domaine spectral où il y a moins de lignes de diffusion Doppler. L’opacité est donc moins importante et l’on voit plus rapidement les couches profonde de la naine blanche. La production de luminosité est plus rapide et la courbe de lumière plus étroite.

5.3.12.3 Conclusion

En conclusion, les modèles de courbe de lumière et de spectre permettent de reproduire relativement fidèlement les observations mais leur pouvoir prédictif reste limité. Le fait que les effets 3D ne soient pas pris en compte et que les opacités et les modèles de transport radiatif présentent de grossières simplifications empêche de pouvoir imposer des contraintes fortes sur les différents modèles d’explosion.

Cependant, bien que la distinction entre une détonation retardée et une pure déflagration semble difficile en comparant les spectres et les courbes de lumière synthétiques, les modèles sous la masse de Chandrasekhar ne peuvent rendre compte des observations.

Chapitre 6

Supernovae de type Ia et mesures des paramètres cosmologiques

C'est la nuit qu'il est beau de croire à la lumière.
Edmond Rostand

Comme nous l'avons vu dans le chapitre 2, il est possible de mesurer des distances avec des chandelles standards. Par ailleurs, la lecture du chapitre 5 nous a appris que les supernovæ de type Ia avaient cette propriété d'avoir un maximum de luminosité très homogène d'une supernova à l'autre.

Dans le filtre B en particulier, ces objets ont une dispersion de luminosité d'environ 50%, soit une incertitude dans la mesure de distance de 25%.

Cette homogénéité remarquable ne permet cependant pas de faire des mesures de distance précises. Cependant, nous verrons dans la suite, comment à partir des propriétés de la courbe de lumière, il est possible de réduire cette dispersion. En particulier, nous expliquerons comment la forme de la courbe de lumière permet de “standardiser” les supernovæ de type Ia.

Enfin, nous discuterons des principaux effets pouvant biaiser les mesures de distance de ces supernovæ.

6.1 La “standardisation” des supernovæ de type Ia

A la lumière du chapitre précédent, nous savons qu'il existe une corrélation entre la forme de la courbe de lumière et sa luminosité au maximum. Nous avons vu que les supernovæ avec les taux de décroissance lumineuse après le maximum de luminosité les plus lents, étaient aussi les plus lumineuses. Dans la suite, nous détaillerons comment à partir de cette corrélation il est possible de corriger la luminosité des supernovæ au maximum pour réduire la dispersion à environ 15%.

Un second effet peut biaiser de manière importante la mesure de la luminosité des supernovæ : l'extinction par des poussières directement dans la galaxie hôte ou par des poussières intergalactiques. Nous détaillerons comment il est possible, à partir de mesure de couleur, de faire une estimation de cette extinction.

★ Corrélation facteur d'étirement/luminosité au maximum

La corrélation entre la forme de la courbe de lumière et la luminosité des supernovæ de type Ia a été montrée en 1993 par Phillips (1993). L'étude d'une vingtaine de supernovæ proches, découvertes

par le Calàn-Tololo Supernovae Search (Hamuy et al. (1993) & Hamuy et al. (1996a)) a montré que les supernovæ les plus lumineuses étaient celles dont la courbe de lumière est la plus large¹.

La figure 6.1 illustre cette corrélation. Elle montre les courbes de lumière des supernovæ du Calàn Tololo ramenées dans un référentiel à 10 parsecs de l'observateur. Nous constatons effectivement que les courbes les plus étroites correspondent aux supernovæ les moins lumineuses.

Cette caractéristique est actuellement mesurée principalement de deux manières. La première est la mesure du taux de décroissance de luminosité entre le maximum et 15 jours après ce maximum : $\Delta m_{15} = m(t_{max} + 15 \text{ jours}) - m(t_{max})$ (Phillips (1993)).

La seconde est la mesure de du facteur d'étirement temporel de la courbe de lumière ou facteur de "stretch" (Goldhaber et al. (2001)) nécessaire pour amener la courbe de lumière observée à la forme du patron de courbe de lumière défini par Goldhaber et al. (2001). Ce patron a donc, par définition, un facteur d'étirement égal à 1.

Si on dispose d'un patron de courbe de lumière $LC_{filtre}(t)$, la relation entre les observations, le modèle $m_{filtre}(t)$ permettant de décrire une supernova de facteur d'étirement s s'écrit :

$$m_{filtre}(t) = LC_{filtre}(t/s) \quad (6.1)$$

La figure 6.2 illustre l'utilisation du facteur d'étirement qui permet à la courbe de lumière noire d'être amenée à la forme de la courbe bleue.

Goldhaber et al. (2001) a montré que cette paramétrisation permettait d'ajuster les courbes de lumière des supernovæ observées par le SCP et par Hamuy et al. (1996b) dans les phases comprises entre -20 et +35 jours autour du maximum de luminosité pour le filtre B.

Finalement, les corrections utilisant les deux mesures (facteur d'étirement et Δm_{15}) permettent de réduire la dispersion de luminosité au maximum dans les filtres B et V autour de 15%.

Dans la suite, nous utiliserons la mesure du facteur d'étirement pour l'analyse de nos courbes de lumière. Cette technique a l'avantage de donner une paramétrisation simple des courbes de lumière.

★ Extinction extragalactique et couleur

Comme nous l'avons vu précédemment, l'absorption par des poussières peut entraîner un rougissement de la lumière de la supernova. L'absorption par notre galaxie est mesurée et corrigée de manière précise car nous connaissons la quantité de poussière Galactique le long de la ligne de visée et nous avons une bonne connaissance des lois d'extinction du milieu interstellaire de la Voie Lactée (voir chapitre 2).

En revanche, les quantités de poussière intergalactique ou dans la galaxie hôte ne sont pas mesurables directement. De plus, les très grandes distances rendent complètement impossible la détermination des lois d'absorption pour ces poussières.

La pratique est de mesurer l'excès de couleur $E(B-V)$ des supernovæ au maximum en mesurant la couleur au maximum $(B_{Max} - V_{Max})_{obs}$. Connaissant la couleur intrinsèque au maximum $(B_{Max} - V_{Max})_{int}$, on peut écrire l'excès de couleur comme :

$$E(B-V) = (B_{Max} - V_{Max})_{obs} - (B_{Max} - V_{Max})_{int} \quad (6.2)$$

L'utilisation des lois d'extinction établies dans notre galaxie (Cardelli et al. (1989)) permet de faire la correction d'extinction. Cette loi donne l'absorption dans le filtre B, A_B , suivant :

$$A_B = 4.1E(B-V) = 4.1[(B_{Max} - V_{Max})_{obs} - (B_{Max} - V_{Max})_{int}] \quad (6.3)$$

¹Nous avons vu dans le chapitre 5 qu'il existait des arguments théoriques expliquant cette corrélation, on se reportera à ce chapitre pour plus de précision.

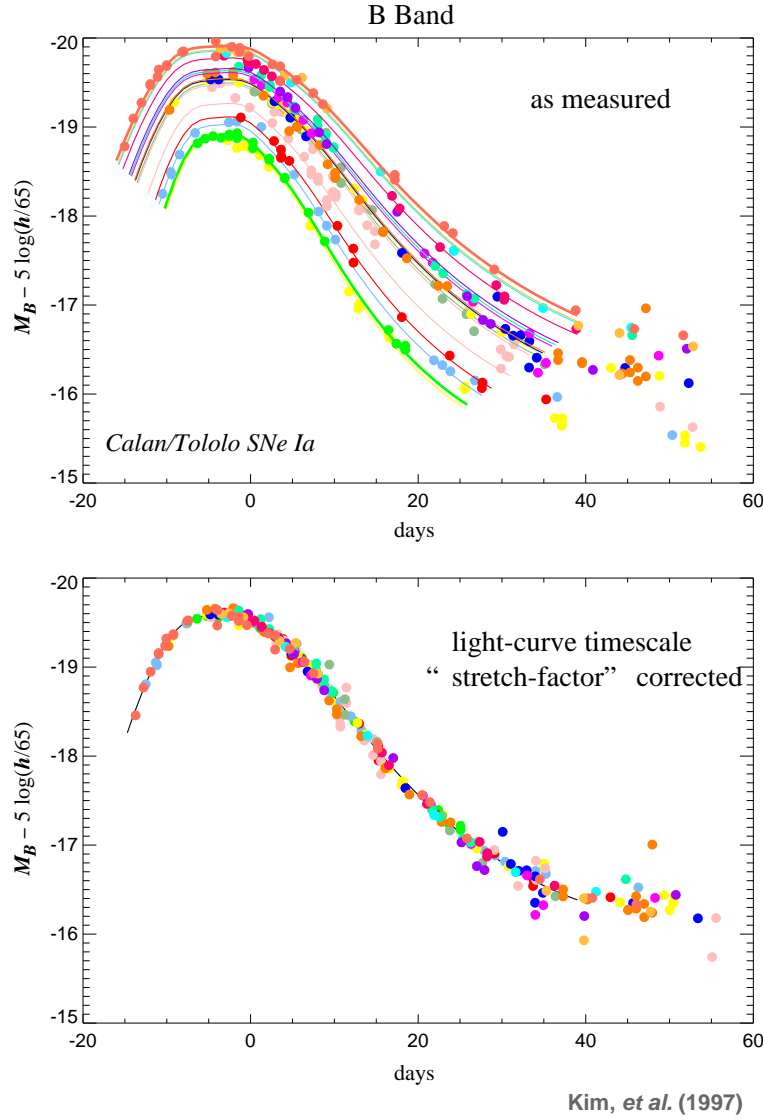


FIG. 6.1 – La figure du haut montre les courbes de lumière des supernovæ observées par le Calán-Tololo Supernova Search Hamuy et al. (1993) ramenées dans un référentiel à 10 parsecs de l’observateur. À chaque couleur correspond la courbe de lumière d’une supernovæ. La figure du bas montre les mêmes courbes de lumière corrigées par le facteur d’étirement. Cette méthode permet de réduire la dispersion des luminosités de 50 % à un peu moins de 20%.

L’équation 6.3 montre que la mesure de l’absorption A_B peut introduire une erreur importante si les mesures de la couleur sont trop imprécises.

Pour s’abstraire de ces problèmes, Perlmutter et al. (1999), qui ne disposaient pas de mesure de couleur pour la plupart de leur supernovæ, ont utilisé un lot de supernovæ dont les couleurs mesurées indiquaient une faible absorption. Les auteurs ont vérifié que les distributions des extinctions pour les supernovæ proches et les supernovæ lointaines étaient statistiquement équivalentes.

Une étude de la morphologie des galaxies hôtes de ces supernovæ a été effectuée par Sullivan et al. (2003). À partir d’images prises avec le télescope Hubble, le type des galaxies hôtes de la plupart

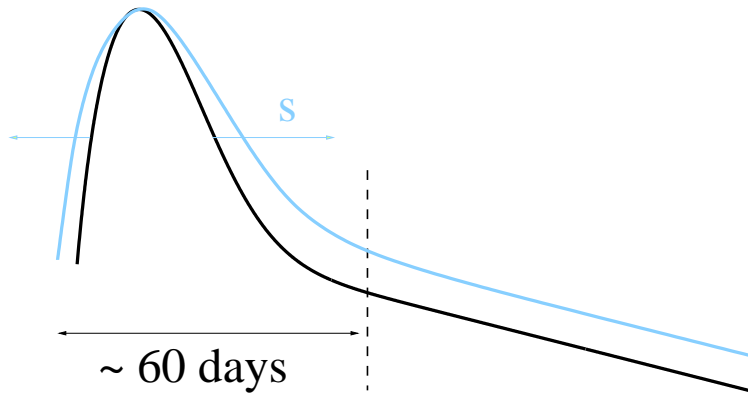


FIG. 6.2 – Définition du facteur d'étirement ou facteur de “stretch”.

des supernovæ de Perlmutter et al. (1999) ont été déterminés.

Les galaxies elliptiques étant des galaxies vieilles, peuplées d'étoiles âgées, ont donc des faibles taux de formation d'étoiles. Elles contiennent, en principe, moins de poussière interstellaire que les galaxies spirales. Les supernovæ ayant explosé dans ces galaxies doivent donc, en moyenne, être moins éteintes que les supernovæ ayant explosé dans les galaxies plus jeunes.

L'étude a montré que les résultats de cosmologie étaient identiques en sélectionnant les supernovæ ayant explosé dans ce type de galaxie. La figure 6.3 montre le diagramme de Hubble où sont précisés les types des galaxies hôtes pour chacune des supernovæ. On remarque qu'il n'y pas d'effet systématique en fonction du type.

Plus récemment, l'analyse de 11 supernovæ, suivies par le télescope spatial Hubble, par Knop & et al. (2003) a permis d'obtenir des mesures précises de photométrie. En particulier, les couleurs au maximum ont été déterminées avec une grande précision. Ceci a permis d'effectuer une correction pour l'extinction pour chacun de ces objets. Les résultats de cette analyse ont confirmé les résultats de Perlmutter et al. (1999).

★ Absorption et dispersion intrinsèque

Comme nous l'avons vu, la correction de l'absorption en dehors de notre galaxie utilise la couleur des supernovæ au maximum, il semble donc difficile d'avoir accès à la couleur intrinsèque de celle-ci.

Cependant, Phillips et al. (1999) ont montré que les courbes de lumière des supernovæ avaient des évolutions très similaires en B et en V au delà de 30 jours après le maximum de luminosité, quelque soit leur comportement au maximum (loi de Lira).

La mesure de la couleur après 30 jours permet donc de faire une mesure directe de l'absorption et de mesurer le rougissement indépendamment de la couleur au maximum.

A partir de cette loi, Nobili et al. (2003) ont montré, avec un lot d'une quarantaine de supernovæ proches qu'il existait une dispersion intrinsèque de la couleur des supernovæ indépendante d'une extinction quelconque. Cette dispersion implique que la mesure de l'extinction extragalactique au moment du maximum de luminosité est limitée. Les auteurs trouvent que la dispersion de couleur au maximum implique une incertitude de l'ordre de 0.1 magnitude sur la mesure de l'absorption dans le filtre V.

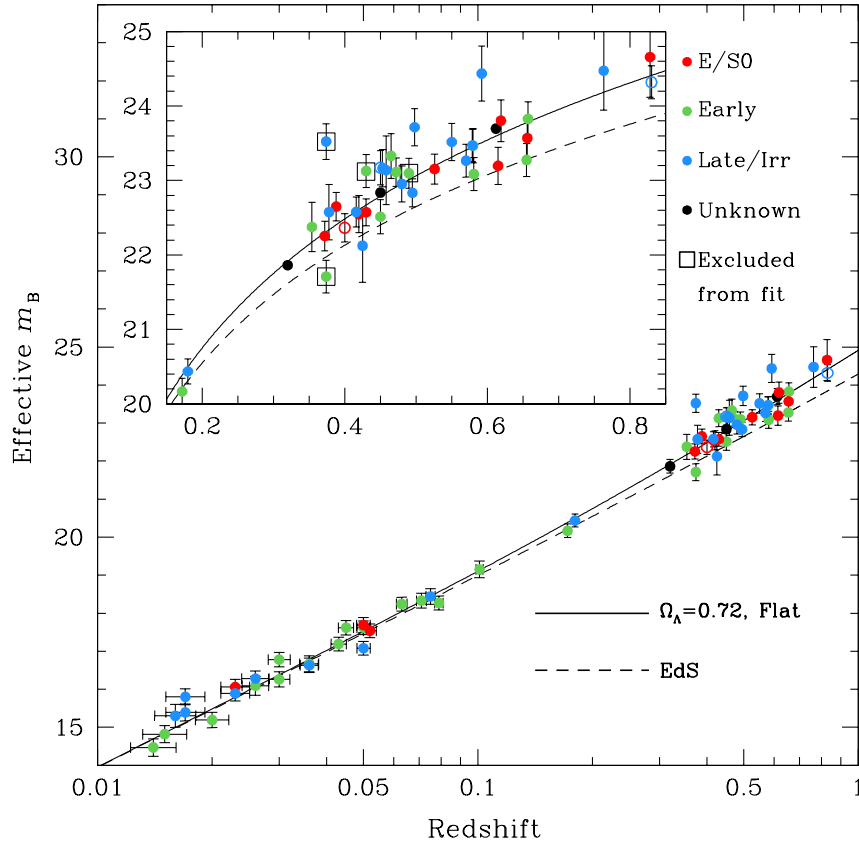


FIG. 6.3 – Cette figure montre le diagramme de Hubble en B des supernovæ issues de (Perlmutter et al. 1999). Chaque couleur correspond à un type de galaxie : bleu, les galaxies spirales “précoces” (Sc , Sd^3) et irrégulières, en rouge les galaxies elliptiques (E et $S0$), en vert les galaxies “tardives” (Sa et Sb).

6.2 Courbes de lumière et mesure de distances

Il existe plusieurs méthodes pour estimer les distances avec des supernovæ de type Ia :

- La méthode MLCS⁴ repose sur la construction de patron de courbe de lumière patron à l’aide d’un lot d’entraînement, les courbes de lumière sont ensuite ajustées en variant deux paramètres de forme (Riess et al. (1998) & Tonry & et al (2003)).
- La correction de Δm_{15} (Phillips (1993), Phillips et al. (1999), Hamuy et al. (1996a), Riess et al. (1998) & Tonry & et al (2003)).
- La correction de facteur d’étirement (Perlmutter et al. (1999), Goldhaber et al. (2001) & Knop & et al. (2003)).

Ces méthodes reposent toutes sur l’utilisation de la luminosité au maximum de la courbe de lumière dans le filtre B standard du référentiel de la supernova.

L’estimateur de distances est :

⁴Multi Light Curve Shape

$$m_B^{Ref} = \mathcal{M}_B^{max} + 25 - 5 \log_{10} H_0 + 5 \log_{10} \mathcal{D}(z, \Omega_M, \Omega_\Lambda) \quad (6.4)$$

En utilisant le facteur d'étirement s_b , celui-ci devient :

$$m_B^{Ref} = \mathcal{M}_B^{max} + 25 - 5 \log_{10} H_0 + 5 \log_{10} \mathcal{D}(z, \Omega_M, \Omega_\Lambda) - \alpha(1 - s_b) \quad (6.5)$$

où α , le terme de correction du facteur d'étirement, est déterminé au moment de l'ajustement cosmologique.

De la même manière, l'estimateur de distance utilisant le Δm_{15} , s'écrit :

$$m_B^{Ref} = \mathcal{M}_B^{max} + 25 - 5 \log_{10} H_0 + 5 \log_{10} \mathcal{D}(z, \Omega_M, \Omega_\Lambda) - \gamma(\Delta m_{15} - 1.1) \quad (6.6)$$

Là aussi, le paramètre γ est déterminé au moment de l'ajustement de la cosmologie.

Enfin, nous avons vu que les supernovæ peuvent subir une absorption soit dans leur galaxie hôte, soit dans le milieu intergalactique. Une mesure de la couleur indiquera si les supernovæ ont subi ou non un rougissement, témoin de cette absorption et permettra une correction. Cette correction peut être faite de manière explicite en utilisant une loi d'extinction galactique comme nous l'avons vu auparavant (Knop & et al. (2003)).

Cette méthode présente cependant plusieurs inconvénients :

- Elle repose sur des lois d'extinction déterminées dans notre Galaxie. De plus, comme nous l'avons vu au chapitre 2, cette loi n'est pas strictement universelle. En particulier, l'évolution de la métallicité au sein de la galaxie hôte pourrait avoir une influence sur ces lois.
- Les lois d'extinction ne prennent en compte que l'absorption dans la galaxie hôte. Une extinction intergalactique de nature différente pourrait avoir une influence.
- Ces lois reposent sur la connaissance *a priori* de la couleur intrinsèque de la supernova au maximum. Ceci exclut donc toute prise en compte de la dispersion intrinsèque de couleur.

Une méthode alternative repose sur une estimation statistique de la loi d'extinction en fonction de la couleur des supernovæ (Regnault (2000)). De la même façon que pour le facteur d'étirement, on cherche à estimer le paramètre β tel que :

$$m_B^{Ref} = \mathcal{M}_B^{max} + 25 - 5 \log_{10} H_0 + 5 \log_{10} \mathcal{D}(z, m, \Omega_\Lambda) - \alpha(1 - s_b) - \beta(m_B^{Ref} - m_V^{Ref}) \quad (6.7)$$

Cette technique a pour avantage de ne pas faire de supposition sur la loi d'extinction. En outre, on observe des résidus et donc une dispersion la plus faible pour cette méthode.

C'est cette méthode que nous utiliserons dans la suite pour effectuer nos mesures de distances et de cosmologie.

Nous disposons désormais d'outils pour faire des mesures de distance précise des supernovæ de type Ia. Explorons à présent l'ensemble des effets qui pourraient biaiser les mesures.

6.3 L'étude des systématiques

6.3.1 Évolution

La luminosité des objets astrophysiques dépend en partie du milieu dans lequel il évolue. En particulier, leur composition chimique ⁵ évolue au cours du temps et de manière différente suivant

⁵Leur métallicité, *i.e.* la quantité d'éléments autre que l'hydrogène et l'hélium, augmente au cours du temps pour une galaxie donnée, elle est enrichie en éléments venant des fusions au cœur des étoiles.

les galaxies. Cette évolution pourrait avoir des conséquences importantes sur la physique des objets étudiés et pourrait modifier leur luminosité intrinsèque au cours du temps.

Ce type d'évolution a en principe une influence importante sur les spectres des objets. Les variations de métallicité entraînent des modifications de spectre. De plus, on ne connaît pas à l'heure actuelle de mécanismes permettant de modifier la luminosité intrinsèque d'un objet sans en modifier son spectre.

★ Évolution spectrale

Comme nous l'avons vu dans le chapitre 5, une évolution de la métallicité pourrait entraîner des modifications dans le spectre et dans la luminosité des supernovæ. Cependant, les nombreuses observations spectroscopiques de supernovæ jusqu'à des décalages vers le rouge autour de 1 n'ont pas permis, à ce jour, de mettre en évidence une telle évolution.

La figure 6.4 montre la comparaison entre les spectres de supernovæ proches et 1997ap qui à un décalage vers le rouge de 0.83. Aucune différence notable n'est discernable entre 1997ap et ses congénères proches.

★ Évolution photométrique

Évolution et facteur d'étirement La figure 6.5 montre la comparaison des facteurs d'étirement à petits et grands décalages vers le rouge déterminés par Perlmutter et al. (1999). Nous voyons que les distributions sont compatibles, d'éventuels effets d'évolution ne doivent donc pas avoir d'influence sur le facteur d'étirement.

Évolution et morphologie des galaxies Sullivan et al. (2003) a montré, avec la détermination de la morphologie des supernovæ de l'analyse de Perlmutter et al. (1999), que les résultats de cosmologie après correction de facteur d'étirement restaient identiques pour les deux lots de supernovæ provenant de galaxie spirale et elliptique.

Il est à peu près établi que les deux types de galaxie correspondent à des galaxies respectivement jeunes (peu d'évolution chimique) et plus anciennes. Elles présentent donc, en principe, des âges et des métallicités différentes. Là encore, aucun effet d'évolution n'est décelable.

Enfin, Riess et al. (1999) ont étudié, à partir d'un lot de 22 supernovæ proches, la corrélation entre le type de la galaxie et le Δm_{15} . Les auteurs ont montré qu'il existait bien une corrélation entre les deux. Cependant, cette corrélation disparaît lorsque l'on applique les corrections de Δm_{15} ⁶.

Il semble donc, à la lumière de nos connaissances actuelles, que les effets d'évolution ne permettent pas de remettre en question les conclusions sur l'accélération de l'expansion.

6.3.2 Poussières grises

Aguirre a montré dans une série de deux articles (Aguirre (1999a) & Aguirre (1999b)) qu'il était possible de reproduire l'effet d'une constante cosmologique à l'aide de poussière grise. Dans ce modèle, les poussières ont des tailles caractéristiques suffisamment importantes pour ne pas entraîner de rougissement, les différentes longueurs d'onde étant absorbées de manière équivalente.

Elles entraîneraient donc une extinction progressive de supernovæ avec le décalage vers le rouge (la quantité de poussière augmentant avec la distance). Dans ce modèle, nous devrions donc voir des supernovæ proportionnellement de plus en plus éteintes avec la distance. La figure 6.6 montre

⁶Cette correction est équivalente à la correction de facteur d'étirement.

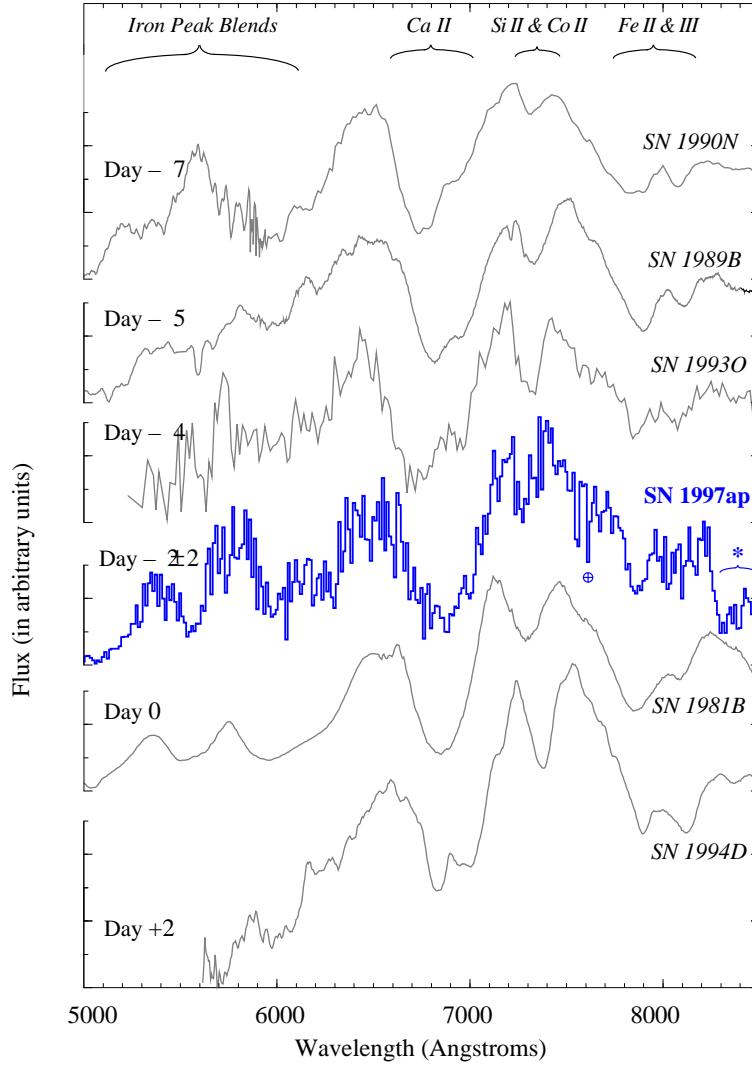


FIG. 6.4 – Comparaison des spectres de supernovæ proches et 1997ap qui à un décalage vers le rouge de 0.83. Ces spectres sont ramenés dans le référentiel de 1997ap. Cette figure est tirée de Perlmutter et al. (1998).

l'évolution de la différence de magnitude en B des supernovæ de type Ia pour un univers vide et 4 modèles typiques. L'effet de la poussière grise est d'avoir des supernovæ de plus en plus faible par rapport à des supernovæ dans un univers vide.

Comme le montre la figure 6.6, pour un modèle avec constante cosmologique, l'effet s'inverse vers un décalage vers le rouge autour de 1. A cette époque, l'univers était dominé par la matière et donc en décélération entraînant une magnification de la lumière des supernovæ par rapport au modèle vide.

L'observation d'une supernova à un décalage vers le rouge de 1.7 découverte dans le Hubble Deep Field nord⁷ (Riess et al. (2001)) a montré que l'on observe bien une magnification de cette supernova

⁷Durant l'année 1997 le télescope Hubble a permis de construire une image très profonde atteignant la magnitude 27. Ces observations ont été réalisées sur une période suffisamment longue pour permettre la découverte de la supernova 1997ff

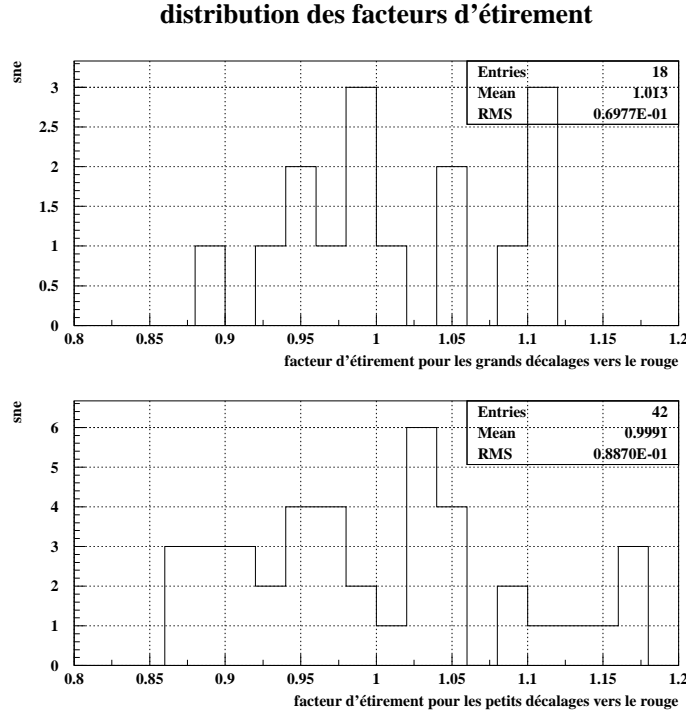


FIG. 6.5 – Comparaison des facteurs d'étirement pour 18 supernovæ proches et les 42 lointaines utilisées par Perlmutter et al. (1999).

par rapport à modèle d'univers vide.

Cependant, la qualité de la courbe de lumière (la supernova a été observée seulement à deux époques) et la précision du décalage spectral (déterminé à l'aide de la photométrie) sont autant d'hypothèques quant aux conclusions cosmologiques.

Enfin, il semble probable que cette supernova ait subi une magnification de 0.3 magnitude par effet de lentille gravitationnelle (Mörtsell et al. (2001b) & Benítez et al. (2002)). Ceci pourrait être en accord à 3σ avec des modèles de poussière grise.

Seule l'observation d'un nombre plus important de supernovæ à des décalages vers le rouge au delà de 1 permettra de trancher entre les différents modèles.

6.3.3 Biais de Malmquist

Comme nous l'avons vu dans le chapitre 2, le fait que nous recherchions des supernovæ à la limite de détection (ce qui est le cas dans le cas de recherche de supernovæ à grand décalage vers le rouge) peut entraîner la sélection des supernovæ les plus brillantes et ainsi biaiser les mesures de cosmologie.

Cependant, les supernovæ ont des faibles dispersions intrinsèques au maximum de luminosité, ce qui implique un biais relativement bas.

Perlmutter et al. (1999) & Knop & et al. (2003) ont montré pour des recherches de supernovæ à des décalages vers le rouge de 0.5 que le biais était de l'ordre de 0.02 magnitude.

Les supernovæ proches présentent le même type de biais même si en principe les recherches sont moins limitées par la profondeur des observations. Les deux effets se compensent donc en bonne partie.

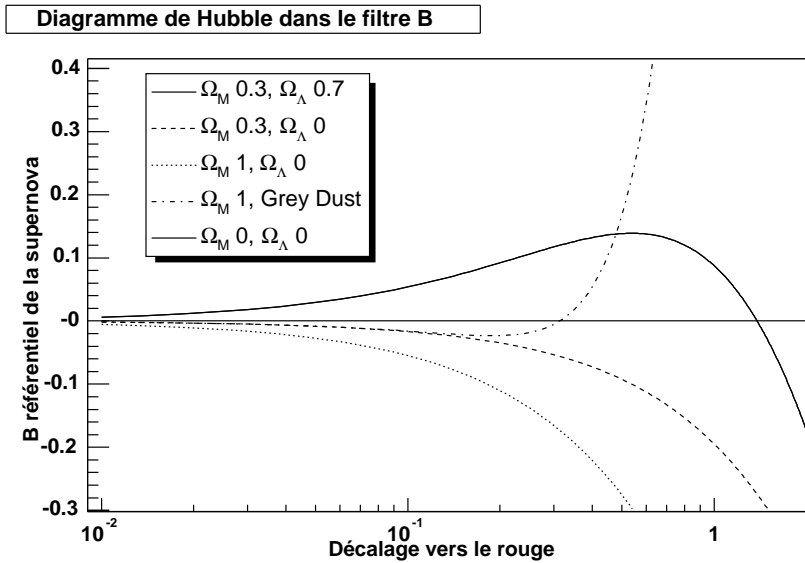


FIG. 6.6 – Cette figure montre l'évolution de la différence entre la magnitude d'une supernova dans un univers vide ($\Omega_M = 0, \Omega_\Lambda = 0$) et 4 modèles d'univers : le modèle ouvert ($\Omega_M = 3, \Omega_\Lambda = 0$), le modèle Einstein-De Sitter ($\Omega_M = 1, \Omega_\Lambda = 0$), le modèle plat avec constante cosmologique ($\Omega_M = 0.3, \Omega_\Lambda = 0.7$) et un modèle Einstein-De Sitter avec de la poussière grise.

6.3.4 Effet de lentille gravitationnelle

Mörtsell et al. (2001a) ont montré que les effets de lentille gravitationnelle augmentent la dispersion de la luminosité au maximum des supernovæ. Cet effet est d'autant plus important que le décalage vers le rouge est important.

Les auteurs ont montré que pour un décalage vers le rouge autour de 1, les effets systématiques pourraient être du même ordre de grandeur que la dispersion intrinsèque des supernovæ.

Knop & et al. (2003) a montré à partir de simulations que les effets systématiques sur la détermination de Ω_M sont un décalage de 0.01 avec une dispersion de 0.01. Le lot utilisé a un décalage vers le rouge moyen de l'ordre de 0.6.

6.3.5 Conclusion sur les effets systématiques

La plupart des effets systématiques semblent donc contrôlés et estimés de manière correcte.

La valeur de l'erreur systématique estimée par Knop & et al. (2003) est de 0.04 sur la mesure de Ω_M en considérant un univers plat, la valeur des erreurs statistiques estimée pour le même lot est de 0.06.

6.4 Conclusion

Nous avons vu dans ce chapitre comment l'utilisation de relation de "standardisation" permettait d'utiliser les supernovæ de type Ia comme chandelle standard pour faire des estimations de distance permettant les mesures de cosmologie.

Nous avons ensuite détaillé les différentes sources d'effets systématiques pouvant biaiser ces mesures. Ils semblent que la plupart de ces erreurs soient sous contrôle. Cependant, nous avons vu

que certains modèles comme les modèles de poussières grises sont toujours en accord avec les observations. Une étude de supernovæ à grand décalage vers le rouge permettrait de tester de manière définitive ce genre de modèle.

Deuxième partie

Observations et traitement d'image

Chapitre 7

Détection

Il faut confronter des idées vagues avec des images claires.

Jean-Luc Godard

La recherche de supernovæ est une discipline qui a longtemps été artisanale. Jusque dans les années 80, elle se faisait en comparant des plaques photographiques à l'oeil. Cet art requérait un entraînement et une patience hors du commun. L'un des pionniers, Fritz Zwicky, a découvert au cours de sa vie, à l'aide d'un simple appareil photographique monté sur un télescope à grand angle au mont Palomar, 122 supernovæ parmi les 281 découvertes dans le cadre du projet qu'il a initié.

En 1988, seules 600 supernovæ avait été observées.

C'est le remplacement progressif des plaques photographiques par des caméras CCDs qui a permis l'automatisation des recherches et ainsi mener à de nombreuses découvertes. En effet, la numérisation des images permet la soustraction pixel à pixel d'images prises à des périodes différentes. Les résidus sur la soustraction correspondent à des objets dont la luminosité a varié. Outre l'automatisation de la détection à l'aide des moyens informatiques, cette technique permet de détecter les supernovæ noyées dans la lumière de leur galaxie hôte.

Cependant, jusque dans le milieu des années 90, les télescopes équipés de CCD couvraient des surfaces angulaires sur le ciel bien moins importantes que ce que ne le permettaient les plaques photographiques. Il fallait donc multiplier les pointés pour aboutir à des surfaces couvertes équivalentes.

L'apparition des premières grandes mosaïques de CCDs a permis au début des années 1990 d'atteindre des surfaces suffisamment importantes pour permettre des programmes systématiques de recherche de supernovæ.

Un second aspect important dans la recherche est la profondeur des images : des intégrations longues permettent la découverte de supernovæ faibles et très lointaines (à grand décalage vers le rouge). L'installation de grandes mosaïques sur des grands télescopes (4 mètres et plus), a permis de découvrir des supernovæ jusqu'à des décalages vers le rouge autour de 1 (qui correspond à une supernova qui a explosé il y a environ 10 milliards d'années).

Dans la suite de ce chapitre, nous décrivons comment sont découvertes et étudiées les supernovæ grâce à ces grands télescopes. En particulier, nous détaillons les différentes stratégies d'observations qui permettent d'optimiser les découvertes. Puis nous expliquons le traitement des images depuis l'observation jusqu'à la détection.

Suivant la détection, le suivi spectroscopique sur les grands télescopes de la classe des 8m des objets découverts permet de confirmer leur nature (supernova, AGN,...), leur type pour les supernovæ et enfin de mesurer leur décalage vers le rouge.

Enfin les supernovæ de type Ia les plus intéressantes (grands décalages vers le rouge, découvertes dans une phase précoce de leur évolution) sont sélectionnées et suivies photométriquement pendant plusieurs mois.

7.1 Contexte expérimental et instrumentation

Le choix de l'instrument pour la recherche est crucial. On comprend bien que la taille du miroir est déterminante quant à la profondeur de la recherche. L'étude d'objets à grands décalages vers le rouge et donc à faible flux suppose donc d'utiliser des grands télescopes.

La taille du champ, *i.e.* la surface de ciel vue par le télescope, est aussi primordiale. Les recherches sont faites au hasard et le nombre d'objets dépend du volume d'univers couvert lors des observations. L'utilisation de télescopes à grands champs permet donc d'augmenter les chances de découvertes.

Voyons plus précisément comment ces paramètres influent sur l'efficacité de détection de supernovæ.

7.1.1 Modèle de photométrie de supernova

★ Le signal sur bruit

Le nombre de photons N_{Sn}^γ venant d'une supernova observée par un télescope de diamètre D_m pendant un temps d'intégration T_p s'écrit :

$$N_{Sn}^\gamma = \phi_{Sn}^\gamma \frac{\pi}{4} D_m^2 T_p \quad (7.1)$$

où ϕ_{Sn}^γ est le flux de la supernova.

Le nombre de coups d'ADC effectivement enregistrés par la caméra dépend d'un certain nombre de paramètres comme le gain de l'électronique d'acquisition, l'efficacité quantique de la caméra CCD, la transmission du filtre et la transmission de l'optique. Ces différentes contributions peuvent avoir une forte dépendance en longueur d'onde (en particulier les filtres et dans une moindre mesure l'efficacité quantique). Pour le moment nous négligerons ces effets de couleur, nous y reviendrons abondamment par la suite. Nous considérons donc ici que la transmission de l'instrument peut être décrite par un seul nombre ϵ_{filtre} que nous prendrons égal à sa valeur moyenne dans le filtre considéré¹. Enfin, on inclut dans ce terme l'atténuation par l'atmosphère.

On peut donc écrire :

$$\overline{N_{Sn}^{e-}} = \epsilon_{filtre} N_{Sn}^\gamma = \epsilon_{filtre} \phi_{Sn}^\gamma \frac{\pi}{4} D_m^2 T_p \quad (7.2)$$

où $\overline{N_{Sn}^{e-}}$ est le nombre moyen d'électrons enregistrés. Le bruit associé à la mesure est principalement poissonnien. Le bruit non poissonnien de lecture ou bruit de grenaille est généralement négligeable par rapport au bruit de photon induit par le fond de ciel dans le cas des filtres à large bande passante pour les images que nous considérons (*i.e.* avec de longs temps d'exposition). Les différentes contributions dans notre cas sont le flux de la supernova, le flux de la galaxie sous-jacente et le flux du fond de ciel nocturne².

¹C'est ce que fait en pratique le point zéro de l'instrument, les dépendances en couleur étant corrigés au premier ordre par le terme de couleur. Pour plus de détails, voir l'annexe A

²La lumière du fond de ciel a plusieurs origines, la plus importante est la lumière de la lune. C'est pourquoi en général, les recherches les plus profondes sont faites autour de la nouvelle lune. Une autre contribution est la fluorescence produite par la recombinaison des ions et des électrons dissociés par les réactions diurnes. Les principales sources d'émission sont les atomes et radicaux *OI*, *Na*, *I*, *O₂*, *OH* et *O*. Pour plus de précision se reporter à Léna (1986)

Ces diverses composantes n'étant pas corrélées, on peut écrire la variance de notre flux comme :

$$Var_{flux_{Sn}} = (\sigma_{tot}^{e-})^2 = \overline{N_{tot}^{e-}} = \overline{N_{Sn}} + \overline{N_{Gal}} + \overline{N_{ciel}} \quad (7.3)$$

Pour les recherches profondes, les flux des objets étudiés (supernova et galaxie hôte) sont faibles par rapport aux flux du fond de ciel, leur contribution au bruit est donc négligeable.

Finalement, on peut écrire les fluctuations du flux de la supernova comme :

$$\sigma_{tot}^{e-2} = \epsilon_\lambda \frac{\pi}{4} D_m^2 T_p \pi r^2 \beta_{ciel}^\gamma \quad (7.4)$$

où β_{ciel}^γ est la luminosité du fond de ciel (par unité d'angle solide) dans le filtre considéré et r le rayon (angulaire) dans lequel est intégré le flux de la supernova. Nous verrons dans la suite, que pour la photométrie d'ouverture (intégration du flux d'un objet dans un rayon centré sur sa position), il existe un rayon d'ouverture optimal. Ce rayon est proportionnel à l'étalement de l'étoile sur le CCD, sa largeur à mi-hauteur référé par le terme "seeing" que nous définirons précisément dans ce chapitre, elle caractérise la qualité d'image délivrée par la combinaison télescope, site, instrument et détecteur.

On peut donc exprimer r en fonction du seeing (σ_{seeing}) comme :

$$r = n_{opt} \sigma_{seeing} \quad (7.5)$$

On peut finalement écrire le rapport signal sur bruit comme :

$$\left(\frac{S}{N}\right) = \frac{\sqrt{\epsilon_{filtre}}}{2n_{opt}\sigma_{seeing}} \frac{\phi_{Sn}^\gamma}{\beta_{ciel}^{1/2}} \sqrt{T_p} D_m \quad (7.6)$$

On a donc :

$$\left(\frac{S}{N}\right) \propto T_p^{1/2} \sigma_{seeing}^{-1} D_m \quad (7.7)$$

Le signal sur bruit est donc directement proportionnel à la taille du télescope. Le seeing va lui aussi jouer un rôle important. Les variations de seeing d'un site à l'autre pouvant parfois être d'un facteur 4 (de 0.5'' pour le Mauna Kea à 2'').

★ Considérations similaires en magnitude

Les astronomes travaillent quasi exclusivement en terme de magnitude pour quantifier la brillance d'un objet. La plupart (si ce ne sont toutes) des quantités mesurables sont exprimées dans ce système (les points zéros, la brillance du fond de ciel, etc...).

On rappelle que la magnitude d'un objet est définie comme :

$$mag = -2.5 \log_{10} \left(\frac{\phi^\gamma(filtre)}{\phi_{ref}^\gamma(filtre)} \right) \quad (7.8)$$

$$= -2.5 \log_{10} \left(\frac{\phi^{e-1}(filtre)}{\phi_{ref}^{e-1}(filtre)} \right) \quad (7.9)$$

On définit le point zéro comme :

$$zero = 2.5 \log_{10} (\epsilon(filtre) \frac{\pi}{4} D_m^2 \phi_{ref}^\gamma) \quad (7.10)$$

où ref désigne l'étoile de référence dans le système de magnitude considéré.

Notre signal sur bruit se réexprime donc :

$$\left(\frac{S}{N}\right) = 10^{-0.2(2m_{Sn}-m_{ciel}-zero)} \frac{\sqrt{T_p}}{\sqrt{\pi} n_{opt} \sigma_{seeing}} \quad (7.11)$$

Pour sélectionner les objets les plus significatifs, une coupure que nous appellerons R sur le signal sur bruit est faite. En général, cette coupure est autour de $R = 5$, elle correspond à la valeur pour laquelle le nombre de fluctuations poissonniennes qui dépassent la coupure est du même ordre de grandeur que le nombre de supernovæ attendues (de l'ordre de 1 par CCD).

En considérant R , on peut définir une magnitude limite de détection :

$$m_{lim} = -2.5 \log_{10}\left(\frac{R\sqrt{T_p}}{\sqrt{\pi}r}\right) + \frac{m_{ciel}}{2} + \frac{zero}{2} \quad (7.12)$$

En considérant des conditions de seeing et un temps d'exposition similaire, le doublement du diamètre du miroir du télescope permet de gagner 0.75 sur la magnitude limite. En comparaison, le doublement du temps d'intégration permet seulement de gagner 0.37 magnitude.

★ Décalage vers le rouge limite

Connaissant la magnitude limite et en utilisant l'équation 2.11, il est possible d'avoir une expression approchée du décalage vers le rouge limite pour un instrument.

$$z_{lim} = \frac{-1 + \sqrt{1 + 2.10^{-5} \frac{H_0}{c} (1 - q_0) 10^{0.2 (m_{lim} - \mathcal{M})}}}{1 - q_0} \quad (7.13)$$

Cependant, cette expression n'est valable que pour des décalages vers le rouge petit devant 1. De plus, la valeur de \mathcal{M}_{filtre} (la valeur du flux intrinsèque correspond au filtre d'observation) évolue avec le décalage vers le rouge (voir les K-corrections chapitre 2). Pour estimer de manière réaliste z_{lim} , il faut donc utiliser l'expression exacte 2.20 et faire une intégration numérique.

De manière très schématique, on peut estimer que z_{lim} est proportionnel à $\sqrt{D_m T_p}^{-1/4}$. Le doublement du temps d'intégration ne permet en pratique d'augmenter ce décalage vers le rouge limite que de 20%.

C'est donc essentiellement la taille du miroir qui détermine la profondeur de la recherche.

7.2 Les observations

L'équipe *FROGS*³, dans le cadre du SCP⁴, a axé sa stratégie dans le but de détecter des supernovæ à grands (autour de 0.5) et très grands (autour de 1) décalages vers le rouge.

En pratique, seuls les télescopes de 4m et plus permettent d'atteindre ces valeurs de décalage vers le rouge. Le décalages vers le rouge limite pour les télescopes de 2m étant autour de 0.4-0.5.

Il est évident qu'à temps d'observation fixé, le nombre d'objets découverts est proportionnel au champ de l'instrument. Dans les années 90, deux télescopes de 4m se sont équipés d'instruments d'imagerie de plus en plus grands : le CTIO⁵ et le CFHT⁶. Avec des champs de l'ordre du 1/3 de degré carré, on peut découvrir plusieurs supernovæ Ia au delà de $z=1$ par nuit d'observation sur ces instruments.

³French Observing Group of Supernovae

⁴Supernova Cosmology Project

⁵Calan-Tololo Interamerican Observatory de 4 mètres de diamètre

⁶Canada France Hawaii Telescope de 3.6 mètres de diamètre

L'accès privilégié de la communauté française au CFHT, ainsi que le partage des observations avec d'autres programmes scientifiques, a permis à notre groupe d'obtenir régulièrement du temps d'observation sur l'instrument CFH12K.

7.2.1 L'instrument CFH12K

Le CFHT est situé sur le Mauna Kea à 4200 m⁷, le plus haut volcan de l'archipel d'Hawaii. Cet observatoire bénéficie d'un ciel très noir et offre surtout une qualité d'image remarquable qui amène ce site à être le plus grand observatoire optique et infrarouge de la planète. Le CFHT a commencé ses observations en 1980 ; sa monture équatoriale abrite un miroir primaire de 3.6 m, grand pour l'époque, mais modeste aujourd'hui. Avec ses caméras successives (MOCAM 1994, UH8K 1998, CFH12K 1999, Megacam 2003), ce télescope a été un pionnier dans le domaine des caméras à grand champ.

L'imageur CFH12K prend place au foyer primaire du télescope. Son plan focal (fig 7.1) est constitué de 2 rangées de 6 CCDs de 2048x4096 pixels. Le coté d'un pixel couvre 0.204'' sur le ciel, ce qui fait que les étoiles couvrent au moins 3 pixels de largeur à mi-hauteur, même dans d'excellentes conditions d'observation. La mosaïque rectangulaire couvre donc 8kk pixels (d'où son nom), et elle est lue en un peu moins d'une minute. L'instrument est arrivé sur le ciel courant 1999 et la plupart des supernovæ à grand décalage vers le rouge découvertes au sol l'ont été avec lui. Plusieurs facteurs l'expliquent : le plan focal couvre un tiers de degré carré ; l'efficacité de ses CCDs (figure 7.1) est particulièrement bonne en I par rapport aux autres instruments de sa catégorie ; la qualité d'image obtenue régulièrement sur le site est de l'ordre de 0.7''.

D'autres moyens de découvrir des supernovæ Ia à très grand z sont apparus depuis 1999 : le système ACS sur Hubble et le télescope Subaru de 8m avec une caméra de 1/4 de degré carré. L'instrument CFH12K n'est plus exploité au CFHT aujourd'hui : il a été remplacé par l'instrument MegaPrime, équipé de la caméra Megacam qui couvre 1 degré carré, et est équipé d'un mécanisme appelé "tip-tilt" permettant de compenser les mouvements globaux de l'image dans le plan focal (dus par exemple à l'effet du vent sur le télescope). Cette surface permet en principe de sonder le même volume d'univers que le Subaru de 8m dans un temps d'observation égal.

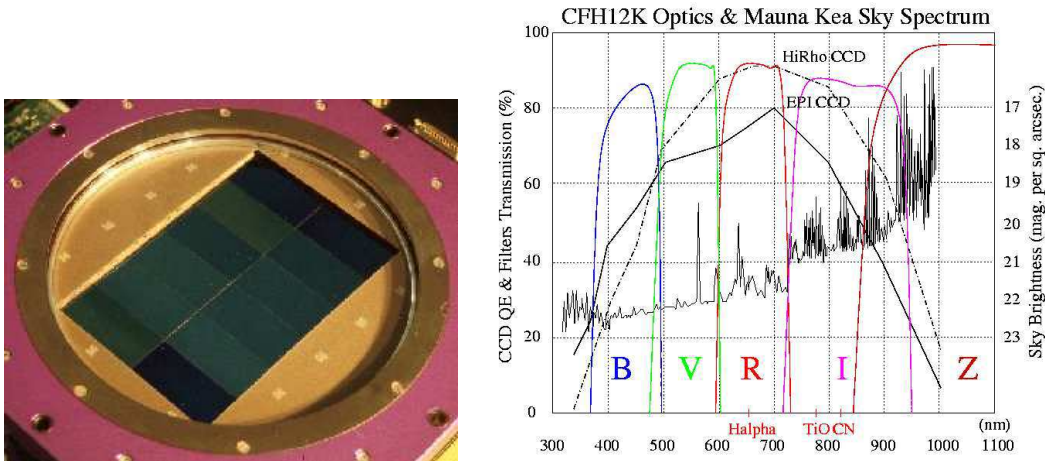


FIG. 7.1 – A gauche, une photographie du plan focal de la caméra CFH12K. A droite, en couleur, les différents filtres de la CFH12K, en noir, les efficacités quantiques des deux saveurs de CCDs qui composent la mosaïque. Ces courbes sont superposées avec le spectre du ciel au Mauna Kea.

⁷La pression atmosphérique est réduite d'environ un tiers par rapport au niveau de la mer.

Nous avons recherché des supernovæ au CFHT depuis l'automne 1999. J'ai en tout participé à 4 campagnes de recherche au CFHT. Deux campagnes de recherche à très grands décalages vers le rouge (au printemps 2001 et 2002) et deux campagnes à décalages vers le rouge intermédiaire (autour de 0.2) en 2000 et en 2001.

Décrivons maintenant comment sont préparées, puis réalisées les observations.

★ Le choix des champs d'observation

Comme nous l'avons vu dans le chapitre 2, l'absorption Galactique est dépendante de la direction d'observation. Ainsi pour permettre l'observation d'objets extragalactiques tels que les supernovæ, il importe que celle-ci soit minimum dans les champs sélectionnés pour les recherches.

De plus, la construction de la courbe de lumière impose que les champs soient visibles durant au moins deux à trois mois suivant la découverte des supernovæ.

Enfin, les suivis spectroscopique et photométrique peuvent être effectués depuis des observatoires dans l'hémisphère sud. Il faut donc des champs visibles depuis tous les sites. Ils sont donc choisis à faible déclinaison et observables depuis les deux hémisphères.

Le même champ a été choisi pour les campagnes des printemps 2000, 2001 et 2002. Il se situe dans le champ VIRMOS à 14h+05, et présente une absorption Galactique minimale : $E(B - V) = 0.03$, soit une absorption de 0.05 magnitude en I.

★ Le choix des filtres

Le choix des filtres est dicté par l'objectif en décalage vers le rouge initial. Pour faire des mesures de distance avec des supernovæ, il faut mesurer le flux dans un filtre qui correspond au filtre B dans le référentiel de la supernova. Pour des décalages vers le rouge autour de 0.45, le filtre correspondant est le filtre R (figure 7.2), pour des valeurs de 0.9, ce filtre est le filtre I (figure 7.3). D'autre part, c'est dans la partie bleue du spectre que la supernova émet le plus de lumière. C'est donc dans le filtre correspondant que la détection sera la plus facile.

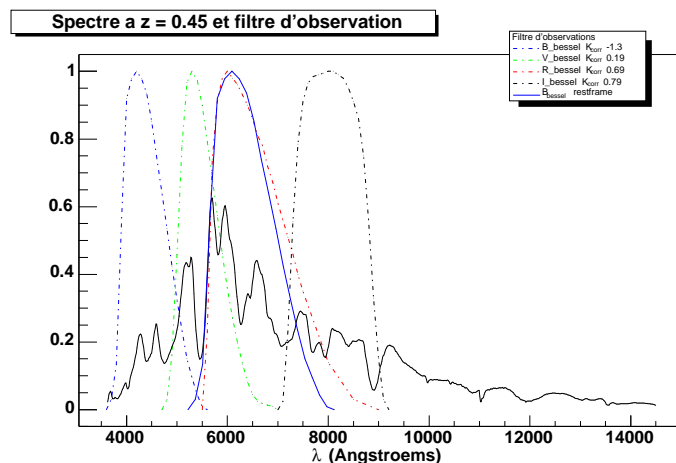


FIG. 7.2 – Comparaison des filtres observationnels et du filtre B pour une supernova à $z = 0.45$. Cette figure montre que le filtre observationnel correspondant au filtre B dans le référentiel de la supernova est le filtre R.

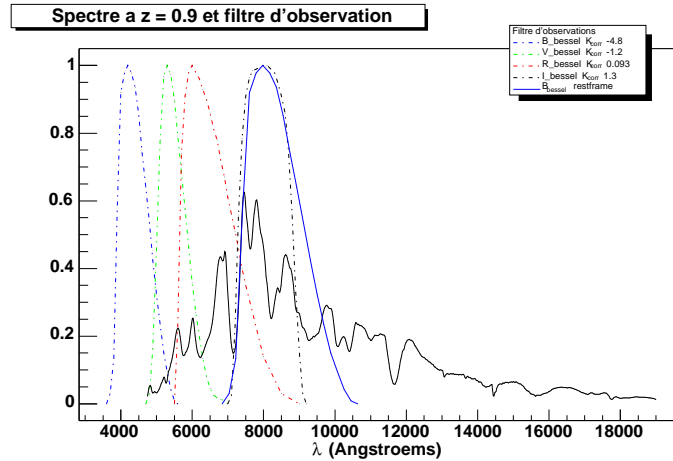


FIG. 7.3 – Comparaison des filtres observationnels et du filtre B pour une supernova à $z = 0.9$. Cette figure montre que le filtre observationnel correspondant au filtre B dans le référentiel de la supernova est le filtre I.

★ Les temps d'intégration

La figure 7.4 donne le décalage vers le rouge limite en fonction du temps d'intégration. Pour faire cette simulation, on a considéré une cosmologie “standard” ($\Omega_M = 0.28$ et $\Omega_\Lambda = 0.72$) et le filtre I de la CFH12K. La supernova est supposée être à son maximum de luminosité. Dans ce cas très favorable, la CFH12K est capable de détecter avec une coupure en signal sur bruit de 5 des supernovæ au maximum jusqu'à des décalages vers le rouge autour de 1.35 en considérant des expositions de 3h pour l'image de référence et de recherche. Elle permet de détecter de manière confortable (avec un signal sur bruit autour de 10) des supernovæ autour de 1.2 au maximum, pour des conditions d'observations moyennes. Cela peut sembler confortable, mais dans la mesure où les dates des observations sont assez contraintes, il faut pouvoir faire face à de mauvaises conditions d'observation.

La figure 7.5 présente le décalage vers le rouge limite en fonction du temps d'exposition. On voit que le gain entre 3h et 5h d'exposition est minime.

Il a donc été choisi d'effectuer les recherches à très grand décalage vers le rouge en comparant des images de 3h prises dans le filtre I entre 3 et 4 semaines d'intervalles. Cette durée correspond au temps de montée d'une supernova à un décalage vers le rouge de 0.5, soit $20 \times (1 + 0.5) = 30$ jours. Ce qui permet en particulier de détecter les supernovæ avant leur maximum. En outre, cette durée permet d'effectuer les observations autour des nouvelles lunes, périodes pendant lesquelles la lumière du fond de ciel est la moins importante.

Les temps d'intégration sont tels qu'il est impossible que les observations soient effectuées en une seule pose. La première raison est que le ciel sature les CCD de la CFH12K en moins de 40 mn à la nouvelle lune. On se donne habituellement pour règle que le ciel ne doit pas dépasser un tiers de la saturation. En outre, comme nous le verrons dans la suite, les caméras présentent un certain nombre de défauts cosmétiques (des colonnes mortes, des pixels chauds,...) qu'il est indispensable d'étiqueter et d'éliminer durant le traitement des images. Il est donc procédé à des poses fractionnées décalées de quelques secondes d'arc entre chaque pose⁸. Le temps typique de pose en I est de 10 minutes pour la CFH12K.

⁸La succession des décalages entre chaque pose est appelé dans le jargon le “dithering pattern”

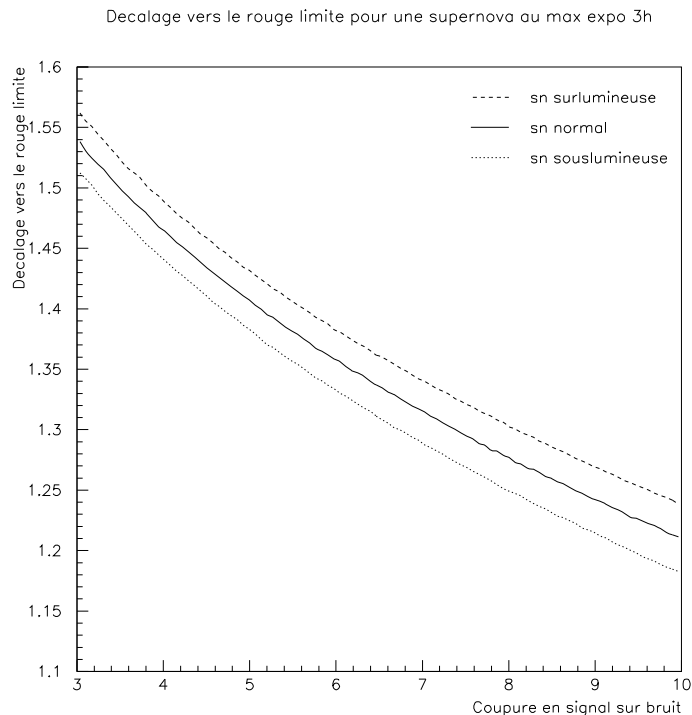


FIG. 7.4 – Cette figure présente le décalage vers le rouge limite obtenu pour la CFH12K dans le filtre I en fonction de la coupure en signal sur bruit et pour un temps d'exposition de 3 heures (pour chacune des images de référence et de recherche). On considère le cas favorable où la supernova est à son maximum de lumière. Sont considérés trois types de supernovæ, normales, sous-lumineuses (0.1 magnitude moins brillante au maximum) et sur-lumineuses (0.1 magnitudes au maximum). Cette figure montre qu'il est possible de découvrir une supernova à décalage vers le rouge de 1.2 à son maximum avec un rapport signal sur bruit de 10 en 3h d'intégration.

De plus, l'intégration fractionnée permet d'éliminer les artefacts présents sur une seule pose comme les rayons cosmiques. Pour une pose de 10 minutes le nombre de rayons cosmiques sur un CCD est en effet de l'ordre du millier au Mauna Kea. De même on peut ainsi détecter le mouvement des possibles astéroïdes, mêmes lents, présents dans le champ, pour les éliminer.

★ Les observations

Toutes les observations antérieures au printemps 2001 ont été réalisées par des membres de notre groupe. Le travail a consisté principalement à gérer, tout au long des nuits d'observations, le temps de télescope en fonction de la météo et de la visibilité des champs afin de maximiser le temps passer à observer les champs. Le temps d'observation était alors accordé par nuit. Une météo défavorable pour les références ou pour les images de recherche pouvait alors mettre en péril toute la suite de la chaîne (la spectroscopie, puis le suivi), et ainsi, toute une campagne de recherche.

La mise en place depuis le 1er semestre 2001 d'un système d'observation en mode "queue" au CFHT, dans lequel les observations sont effectuées non plus par les instigateurs des projets mais par des observateurs rattachés au CFHT, a permis de nous rendre moins dépendants de la météo. Dans ce nouveau mode, les observations sont non plus accordées par nuits mais par durée. Les observations

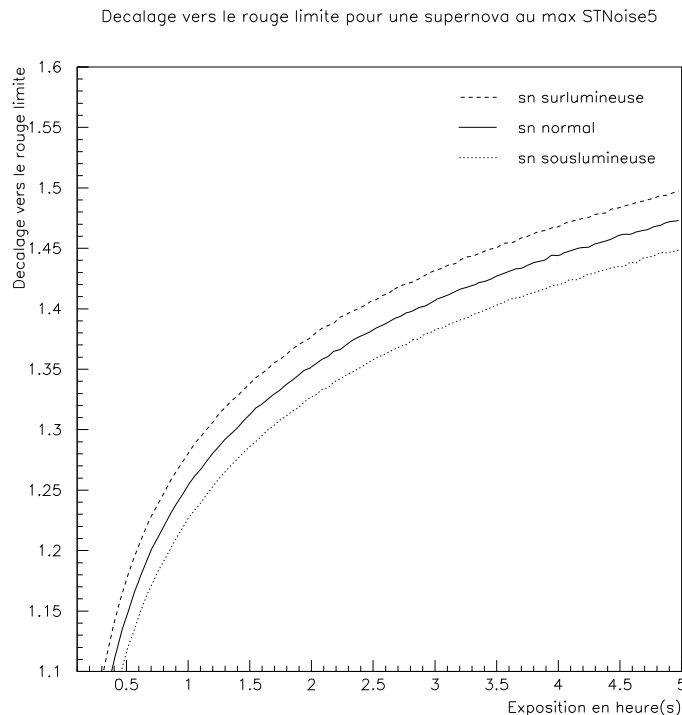


FIG. 7.5 – Cette figure présente le décalage vers le rouge limite en fonction du temps d'exposition. Pour plus de précision se reporter à la figure 7.4.

sont effectuées suivant les priorités de chaque programme (contraintes de conditions atmosphériques, de seeing ou contrainte temporelle comme dans notre cas). Les observations peuvent donc être réalisées sur des périodes plus longues minimisant ainsi l'impact du mauvais temps, mutualisé dans ce mode. C'est en mode "queue" que toutes nos observations ont été effectuées au CFHT depuis lors.

7.3 La chaîne de détection

Munis des observations, il faut réduire les données dans un délai assez court pour permettre les observations spectroscopiques qui permettront l'identification des objets. Ces observations sur les grands télescopes (8m-10m), sont en général programmées 2 à 3 jours après les observations de recherche au moment de la nouvelle lune.

Il est donc indispensable de disposer d'une chaîne de détection de préférence rapide, robuste et automatisée qui permettent de réduire les données en quasi temps réel pour satisfaire aux contraintes temporelles.

C'est dans cette optique qu'a été développé ToADS (Tools for Analysis and Detection of Supernovae) par notre groupe à Paris. Il s'agit d'une bibliothèque modulaire C++ dont les différents concepts ont été séparés pour permettre la construction rapide et efficace d'outils d'analyse d'images d'astronomie.

La motivation originale de ToADS est la soustraction d'images pour permettre la détection des supernovæ. Dans la suite, nous présenterons les différentes étapes de la réduction qui sont gérées de manière automatique par ToADS.

7.4 La méthode classique

La méthode désormais classique de détection consiste en une observation répétée deux fois à 3 ou 4 semaines d'intervalles du même champ. La première période sera appelée période de référence, la seconde période de recherche. La figure 7.6 présente la stratégie de détection.

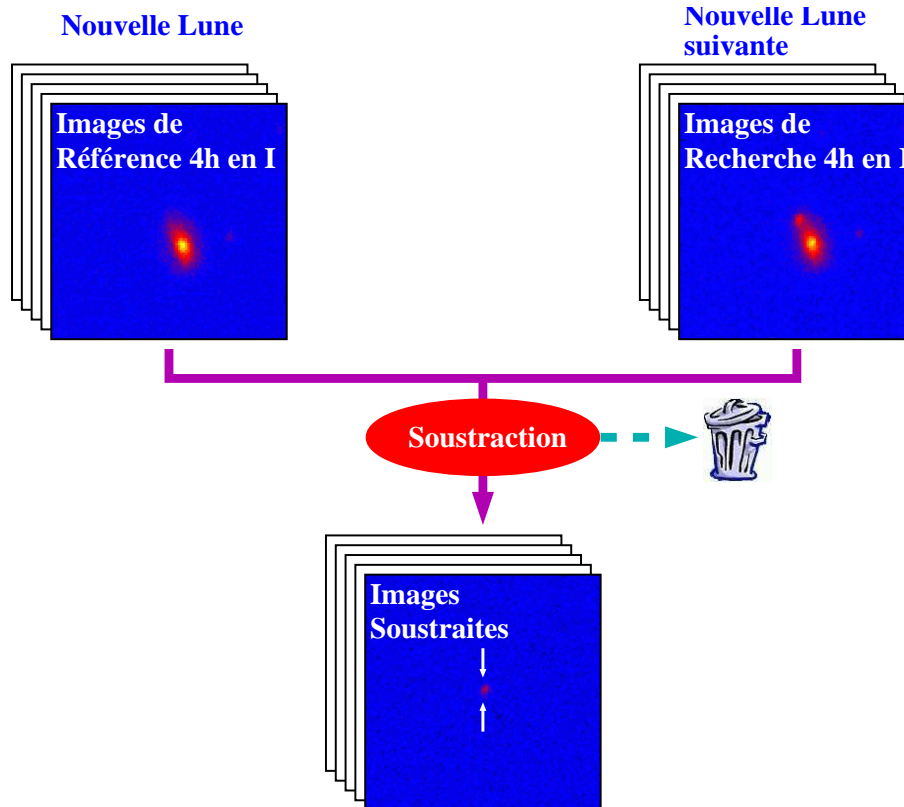


FIG. 7.6 – Stratégie de recherche de supernovæ de type Ia lointaines dans le filtre I.

Dans la suite, nous détaillerons les différentes étapes de la chaîne de détection qui, des images brutes fournies par le télescope, permettent la détection.

Dans un premier temps, nous détaillons les étapes de prétraitement qui consistent principalement à corriger les images pour les différentes signatures de la caméra et à étiqueter les défauts les plus criants afin de les rejeter par la suite. La seconde étape permet, à partir des différentes périodes d'observations, de construire les images profondes des deux époques. Celles-ci sont ensuite comparées, amenées à la même résolution et enfin soustraites. La dernière étape consiste à détecter les sources résiduelles sur la soustraction parmi lesquelles se trouvent les supernovæ.

7.4.1 Prétraitement

Dans cette partie, nous décrivons le prétraitement des données. Il consiste à corriger les images brutes issues du télescope de la composante additive de la caméra (courant d'obscurité, niveau piédestal de l'électronique ou biais), de l'efficacité quantique des CCDs, à soustraire des franges d'interférences pour les images prises dans l'infrarouge proche (bande I). Ces images corrigées sont ensuite installées dans une base de données qui permet de les manipuler facilement. Ensuite, les catalogues des objets présents sur les images et une soustraction du fond des images sont effectuées.

Finalement, les catalogues sont comparés à un catalogue de référence pour déterminer l’astrométrie absolue des objets.

★ Correction pour l’efficacité quantique des CCDs

Les CCDs sont composés dans le cas de la CFH12K de plus de 8 millions de pixels. Même si les pixels sont en général homogène pour un CCD, ils présentent des variations d’efficacité quantique de l’ordre du %. L’étape de correction d’efficacité quantique consiste donc à normaliser tous les pixels à la même efficacité. Pour ce faire, il faut construire la carte des efficacités quantiques relatives de chaque CCD, un “flat” pour rendre l’image plate, on effectue le “flatfielding”. D’autres facteurs que l’efficacité quantique entrent dans ces images de calibration (les variations d’aire de pixel à pixel, par exemple), mais la méthode employée pour les construire assure que les images calibrées ainsi contiendront des flux exprimés dans la même unité pour tous les pixels.

Deux méthodes sont employées pour construire les cartes d’efficacité quantiques des CCDs. Elles partent de la même idée de base : observer une lumière uniforme pour connaître la réponse de la caméra dans chaque filtre d’observation.

Dans le premier cas, on utilise des images du zénith prises au crépuscule ou à l’aurore. A ce moment, le ciel est de luminosité approximativement uniforme.

La deuxième méthode utilise les images de science qui ont été prises durant la ou les nuits et utilise la lumière du fond de ciel.

Dans les deux cas, de nombreuses étoiles sont présentes sur les images. On utilise donc une médiane sur un grand nombre d’images pour construire la carte d’efficacité quantique. Pour ce faire, on normalise le fond de toutes les images à l’unité puis on calcule pour chaque pixel la médiane des valeurs qu’il prend sur chacune des images.

On remarquera que la carte d’efficacité n’est pas absolue mais relative à la moyenne du CCD. En particulier, le nombre d’ADU (nombre d’unités logiques⁹ ou de photons-électrons si on multiplie par le gain de l’instrument) ne sera pas le nombre de photons incidents mais ce nombre multiplié par l’efficacité quantique moyenne du CCD. La correspondance entre le nombre d’ADU ou de photo-électrons sera faite au moment de la calibration des images. Il faut bien garder à l’esprit que les unités (ADU ou photons-électrons) des images ne sont pas les unités physiques de flux sur le ciel.

Toutes les images de science sont ainsi corrigées en divisant par cette carte. Le choix de la méthode vient le plus souvent des contraintes expérimentales. Il dépend du nombre d’images de chaque type prises dans le filtre considéré. Il est souvent préférable de prendre les images de crépuscule dont la lumière provient principalement du soleil (son spectre étant plus proche du spectre des étoiles observées que celui du ciel). La figure 7.7 montre le rapports des fonds de ciel pour des images brutes de science, d’étoiles standards (avec des temps de pose courts, 5s) et du crépuscule dans le filtre I. Nous voyons apparaître deux pics qui correspondent aux images de science et de standard correspondant au fond de ciel nocturne, et aux images de crépuscule dont le fond est essentiellement dû au soleil.

Cette différence systématique est la manifestation de la différence entre les variations d’efficacité quantique en fonction de la longueur d’onde des deux CCDs considérés. Nous verrons dans la suite que ces différences devront être prise en compte lors de la calibration photométrique.

Cependant, nous verrons dans le paragraphe suivant que pour des observations en I avec la CFH12K, il est indispensable de disposer des deux types d’images (construites à partir des images de science et des images du crépuscule).

⁹ADU signifie Analogic to Digital Unit, il correspond au nombre de coups d’ADC enregistré lors de la lecture du CCD. On définit habituellement le gain de la chaîne de lecture comme le rapport de ce nombre d’ADU au nombre de photo-électrons détectés par le CCD.

Rapport des fond de ciel pour les CCD 4 et 10 de la 12k

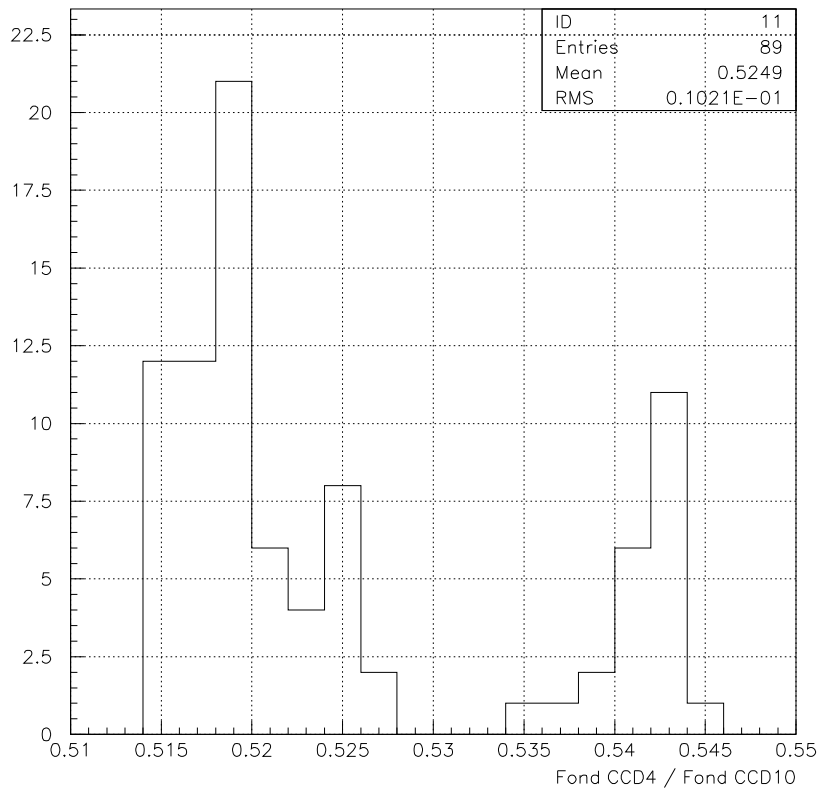


FIG. 7.7 – Comparaison des rapports de fond de ciel pour deux CCDs de la CFH12K pour des images brutes de science, de calibration et du crépuscule.

La figure 7.8 montre une image brute, sa carte d'efficacité quantique. Nous voyons que tous les défauts visibles de la caméra ont disparu (à l'exception des pixels morts).

★ Soustraction des franges d'interférences

Les images prises dans les filtres proches de l'infrarouge (I et Z) présentent parfois des franges. Dans ce domaine de longueur d'onde, les CCDs sont suffisamment minces pour permettre l'interférence de la lumière des raies d'émission des molécules OH de l'atmosphère, puissantes au delà de 800 nm.

Les figures de franges sont des caractéristiques propres de chaque CCD : elles caractérisent schématiquement l'épaisseur du CCD en fonction de la position et sont stables durant la vie du CCD.

La construction des images de franges se fait à partir des deux types de cartes d'efficacité quantique construites pour la correction d'efficacité quantique. Comme nous l'avons vu, la lumière du crépuscule a un spectre essentiellement solaire (un corps noir principalement) dont les contributions sont principalement à courtes longueurs d'ondes, en revanche, la lumière du ciel nocturne a de fortes contributions à plus grandes longueurs d'onde. Les premières présentent donc des figures de franges beaucoup moins importantes.

La différence de ces deux images nous donne donc la carte de franges.

La deuxième étape consiste à évaluer l'intensité de ces franges sur l'image à corriger. En effet,

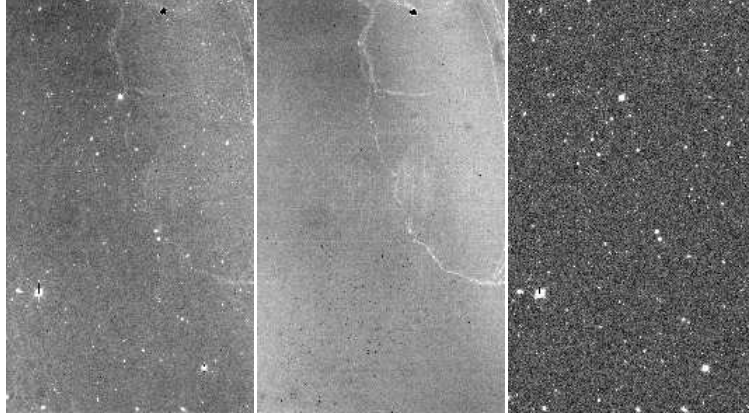


FIG. 7.8 – Illustration de la correction d'efficacité quantique. A gauche, l'image brute, au centre la carte d'efficacité quantique et à droite, l'image corrigée.

même si les figures d'interférences sont reproductibles, leur intensité dépend très fortement de la quantité de lumière venant du ciel. Deux méthodes sont utilisées :

- A partir d'une carte de frange prédéfinie, avec les positions des maxima et des minima d'intensité des franges, on calcule l'intensité comme la différence crête à crête des amplitudes.
- On cherche l'intensité (k) des franges qui minimise la dispersion de l'image défrangée, afin de réduire le bruit qui détermine notre limite de détection d'objets faibles. Nous minimisons donc un moindre carré :

$$\chi^2 = \sum_{i,j} (I_{i,j} - kF_{i,j})^2 \quad (7.14)$$

où $I_{i,j}$ est l'image frangée à laquelle on a retranché un fond constant, $F_{i,j}$ la carte de frange. Le minimum est atteint pour :

$$k = \frac{\sum_{i,j} (F_{i,j} I_{i,j})}{\sum_{i,j} F_{i,j}^2} = \frac{Cov(I, F)}{Var F} \quad (7.15)$$

On ne peut pas garantir que l'illumination du fond de ciel est totalement uniforme, en particulier du fait de la lune. Pour prendre en compte ces éventuelles variations, on ajuste simultanément k et un fond polynômial P_n variant lentement :

$$\chi^2 = \sum_{i,j} (I_{i,j} - kF_{i,j} + P_n(x, y))^2 \quad (7.16)$$

Les coefficients du polynôme sont linéaires dans l'ajustement, la solution est donc analytique et relativement rapide. En pratique, on utilise un polynôme de degré 3.

Le résultat de cette procédure est présenté dans la figure 7.9. On ne discerne plus les franges sur l'image corrigée. L'amplitude des franges résiduelles qui était de l'ordre de 5% du niveau de fond de ciel tombent en dessous de 0.2%.

★ Construction de la carte des pixels morts

Les caméras CCD présentent des pixels, voire des colonnes de pixels morts. Il faut donc les détecter pour éviter qu'ils ne soient utilisés dans la suite de la réduction. Les zones mortes sont définies comme

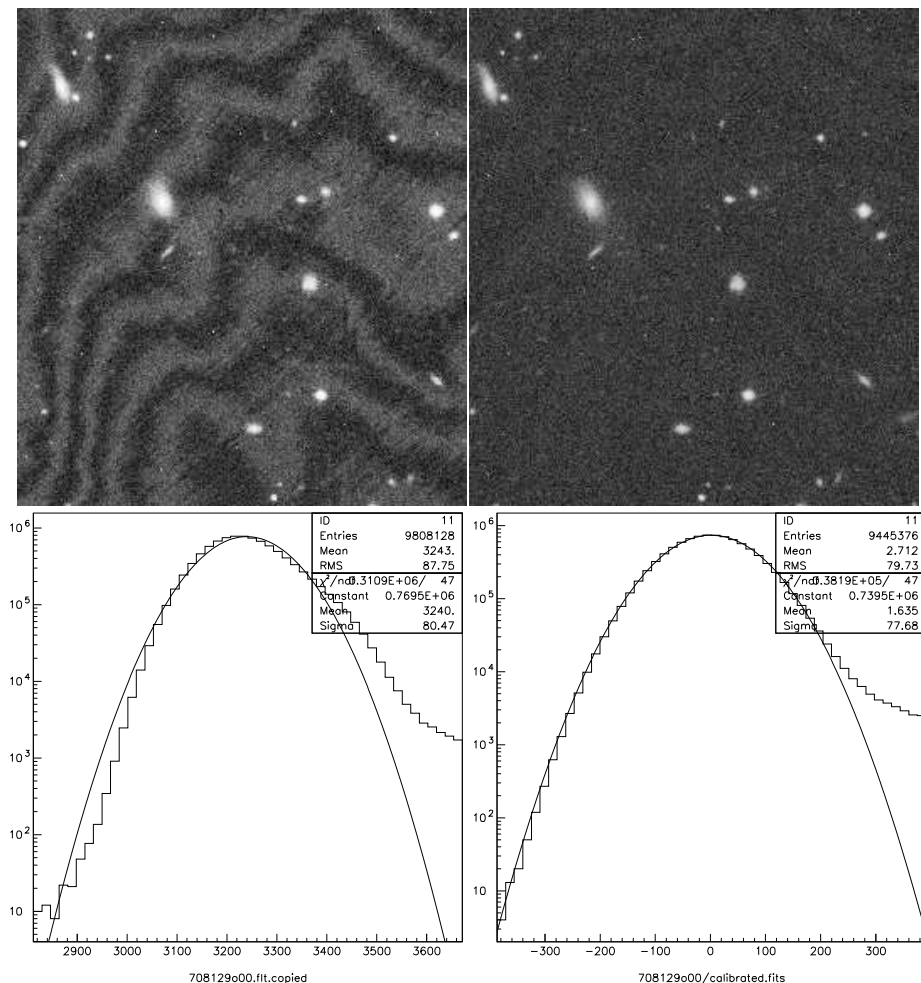


FIG. 7.9 – En haut : Comparaison des images avant et après soustraction des franges. A noter, le fond est soustrait sur l'image défrangée. En bas, comparaison de la distribution des pixels de fond de ciel avant et après soustraction des franges. On remarque que l'écart-type du fond de ciel sur l'image défrangée est plus faible que sur l'image avec les franges. De plus, la forme de la distribution pour l'image défrangée est parfaitement compatible avec la gaussienne attendue pour la distribution du fond de ciel. Dans les deux cas, l'excès coté positif est dû aux sources astrophysiques.

étant celles où les pixels présentent un flux qui diffère de plus de 40% de la valeur moyenne de la carte d'efficacité quantique du CCD lissé (la carte est moyennée par boîtes de 64 pixels de côté).

Le résultat de cette procédure est la production pour chaque CCD d'une carte binaire des pixels déclarés morts.

★ Construction des catalogues d'objets

Une fois les images corrigées pour l'efficacité quantique et les franges, les catalogues de chacune des images sont construits à l'aide du logiciel SExtractor (Bertin & Arnouts (1996)). Il permet la détermination des flux et des positions des sources présentes sur les images. Il permet aussi la soustraction du fond de l'image¹⁰ et la construction d'une image binaire étiquetant les pixels saturés

¹⁰Le fond est déterminé en utilisant des boîtes de 128 pixels de côté

La saturation La valeur de la saturation est déterminée à partir des pixels de l'image. On construit un histogramme des valeurs des pixels et on cherche le dernier maximum local (Figure 7.10) qui correspond à la valeur de la saturation. C'est cette valeur de la saturation qui permet la construction de la carte de saturation. Les pixels déclarés saturés ne sont pas seulement les pixels qui dépassent le niveau de saturation mais tous les pixels contigus à un pixel effectivement saturé. Les pixels saturés peuvent en effet fuir dans les pixels adjacents rendant le flux dans ces pixels inutilisable, le long des colonnes dans le cas de la caméra CFH12K.

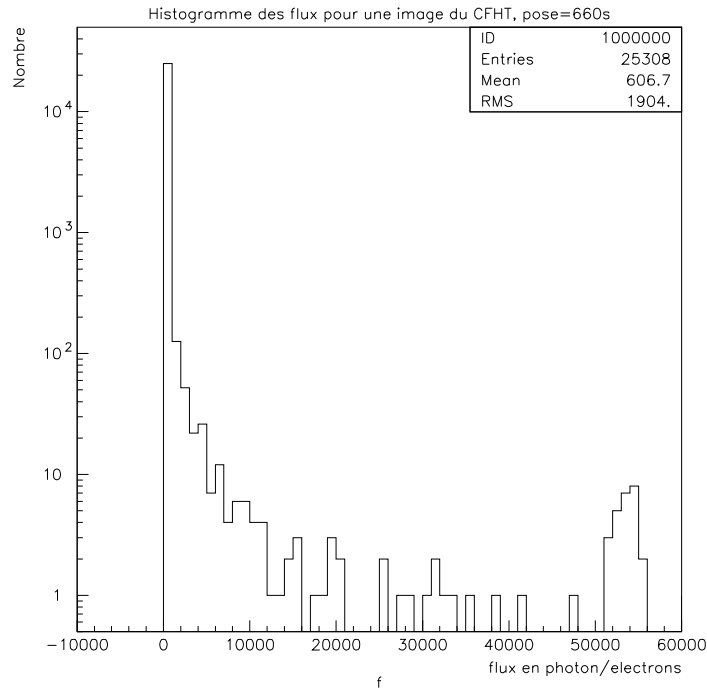


FIG. 7.10 – Histogramme des pixels d'une image prise au CFHT. Le premier pic correspond au fond de ciel, le dernier correspond à la saturation du CCD. Le niveau de saturation est estimé à l'aide de ce dernier maximum.

Le seeing A part pour quelques étoiles géantes très proches, il est impossible de résoudre spatialement les étoiles. On peut donc faire l'approximation que leur signal est ponctuel. Cependant, deux effets se combinent pour étaler ce signal : la diffraction par l'optique du télescope et les turbulences de l'atmosphère. Pour les observations au sol, les effets dus à l'atmosphère sont très largement dominants. Le profil d'une étoile est donc caractérisé par la réponse impulsionnelle du système atmosphère/télescope, elle est appelée dans le jargon PSF (pour Point Spread Function, fonction d'étalement d'une source ponctuelle). Nous utiliserons abondamment ce terme dans la suite de l'exposé. Le seeing est défini comme la largeur à mi-hauteur de cette fonction d'étalement. Le terme de qualité d'image fait référence au même concept.

Le seeing est provoqué par les turbulences à petite échelle de l'atmosphère dans la troposphère et dans le bas de la stratosphère (à des altitudes de l'ordre de la dizaine de kilomètres). Ces turbulences sont liées à des micro variations de températures (de l'ordre de la centième de degré) qui font varier l'indice de réfraction de l'air et entraîne des distorsions des ondes planes incidentes. Les micro

variations locales de la direction du rayon lumineux entraîne un déplacement aléatoire de l'image. La réfraction dépend de la densité, l'effet est donc plus important dans les couches les plus basses de l'atmosphère.

Le seeing peut être exprimé dans plusieurs unités. Celle employée habituellement par les astronomes est la largeur à mi hauteur (FWHM) du profil radial d'une étoile (Figure 7.11) exprimée en secondes d'arc. Dans de très bonnes conditions d'observations, cette valeur peut descendre à 0.5 secondes d'arc. Les valeurs couramment observées dans les bons sites sont entre 0.6'' et 1.2''. Nous utilisons une autre expression du seeing lors de la réduction : l'écart-type en unités de pixels du CCD. La relation entre les deux est :

$$seeing(FWHM) = 2\sqrt{2\ln 2} L_{pixel} seeing(\sigma) \quad (7.17)$$

Où L_{pixel} est la taille du pixel.

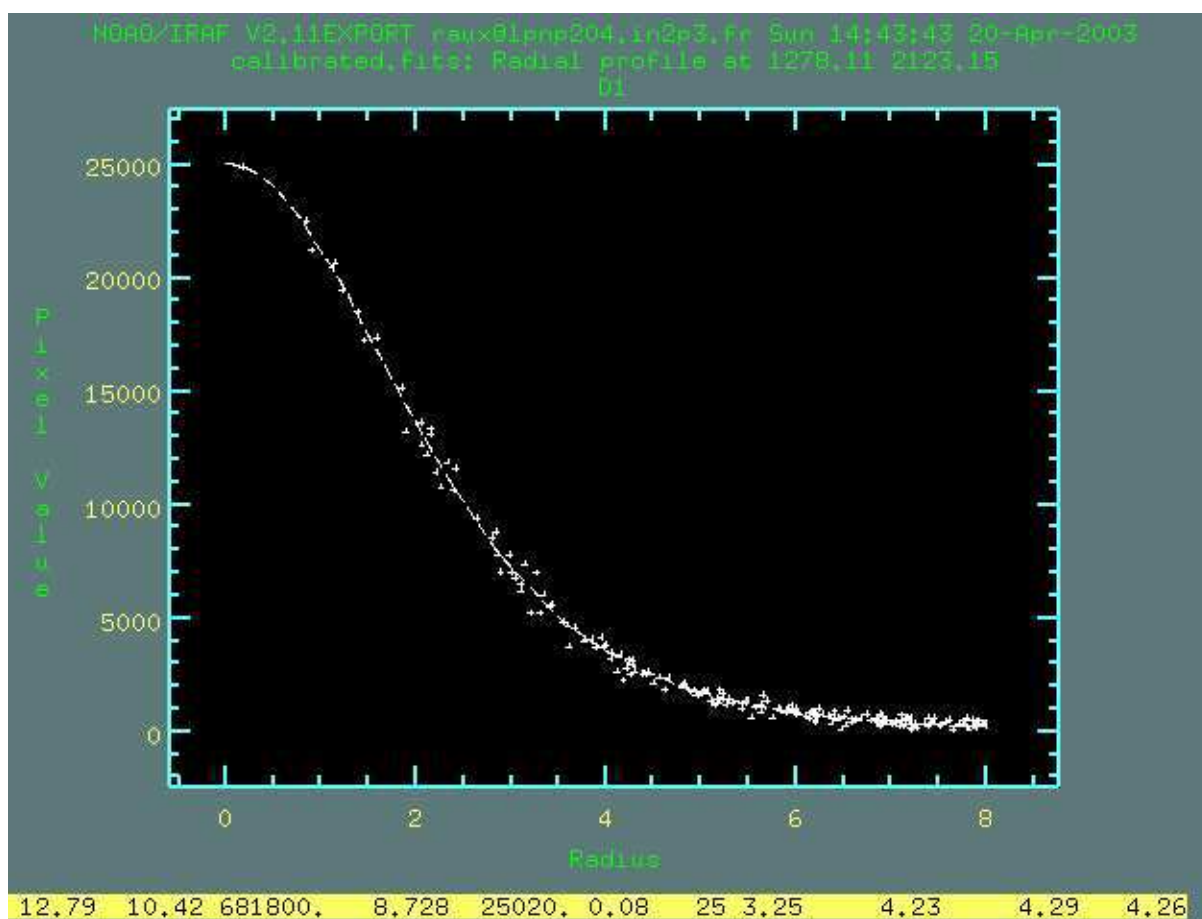


FIG. 7.11 – Profil radial d'une étoile pour une image prise avec le CFHT. Le rayon est exprimée en nombre de pixel. La valeur du seeing est pour cette image, la valeur de la largeur à mi hauteur en pixel (les trois dernières valeurs en jaune) multipliée par la taille du pixel (0.2 secondes d'arc dans le cas des CCDs du CFHT) : $seeing(FWHM) = 4.29 \times 0.2 = 0.86''$

Le seeing est un des facteurs (avec le fond de ciel et l'absorption) qui déterminent la qualité d'une image. Moindre est le seeing, plus grande est la quantité de signal sur les pixels centraux des sources. Il est indispensable, comme nous le verrons plus loin, dans les principales étapes de la réduction : il

doit donc être mesuré de manière précise et robuste.

Pour déterminer le seeing il faut construire un échantillon d'étoiles parmi les objets présents dans l'image (galaxies, pixels morts, cosmiques).

Pour ce faire, on utilise la propriété qu'ont les étoiles d'avoir une largeur à mi-hauteur ainsi qu'un paramètre de forme constant. Le paramètre de forme est ici défini comme le rapport en base logarithmique entre le flux de l'objet et le flux dans le pixel le plus haut de l'objet. Comme le montre la figure 7.12, il y a une accumulation d'objets pour une valeur particulière du paramètre de forme et de la FWHM. Ces objets sont choisis pour le calcul du seeing, la moyenne des FWHM donne la valeur du seeing.

Cependant, cette technique demande de disposer d'un nombre important d'objets (plus d'une centaine) et de conditions suffisamment bonnes (avec un seeing plus petit que $2''$). En pratique, ces conditions sont toujours réalisées pour les images qui seront utilisées pour faire les détections.

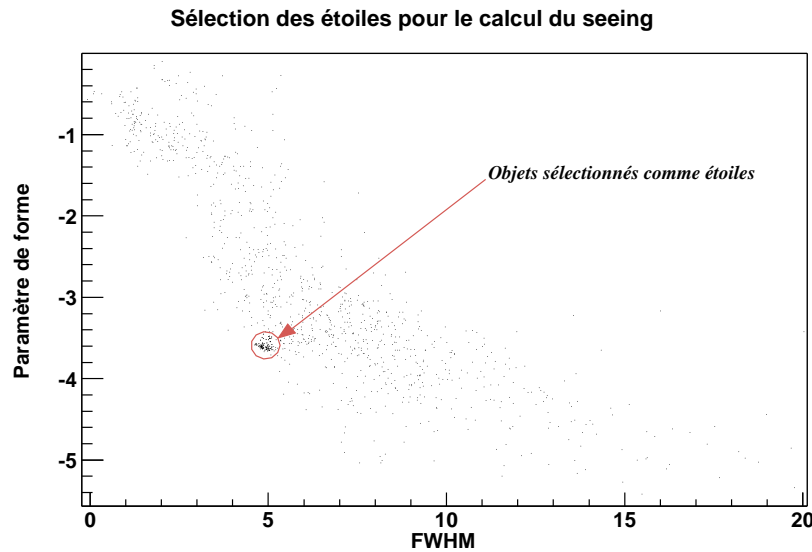


FIG. 7.12 – Discriminations des étoiles dans le plan paramètre de forme / largeur à mi-hauteur. Le cercle rouge indique la position du maximum dans ce diagramme, il correspond aux étoiles. La détermination du maximum permet donc le calcul de la FWHM des étoiles, par définition : le seeing.

7.5 Le traitement des images

Comme nous l'avons vu, pour observer des supernovæ à grands décalages vers le rouge, il est nécessaire d'avoir des images profondes. En pratique, cela impose de réaliser des observations fractionnées du même champ. Il est donc nécessaire de sommer les différentes poses pour construire les images de référence et de recherche. D'autre part, pour éviter que les mêmes défauts de caméra altèrent les mêmes objets sur l'image, on procède à un décalage de quelques secondes d'arc entre chaque pose. Il est donc indispensable de réaligner toutes les composantes sur la même grille de pixel.

7.5.1 Alignement et rééchantillonnage des images

Pour aligner les images, on choisit une image de référence géométrique sur laquelle seront alignées les images des deux périodes. On choisit généralement l'image de plus mauvais seeing pour éviter de dégrader celle-ci un peu plus.

Les catalogues d'objets sont utilisés pour construire les transformations géométriques permettant de passer d'une image à l'autre. La première étape consiste à apparier les objets de l'image de référence géométrique et l'image courante pour pouvoir calculer la transformation.

★ Appariement des catalogues

L'appariement consiste à associer les mêmes objets de deux catalogues, de manière à déterminer la transformation géométrique qui les relie. Cette transformation sera ensuite utilisée pour rééchantillonner l'une des deux images sur la grille de l'autre.

L'appariement doit d'abord chercher une transformation qui amène grossièrement les catalogues en coïncidence, et ensuite raffiner cette transformation. Nous cherchons d'abord si une simple translation amener les catalogues en coïncidence en histogrammant les différences des coordonnées de chacun des objets d'un catalogue à tous les objets de l'autre. On peut voir un maximum net sur la figure 7.13 qui indique les valeurs de translation les plus probables. Si cette translation ne permet pas d'associer une fraction suffisante des deux catalogues, nous cherchons alors une transformation plus complexe : translation, dilatation et rotation. Cette recherche est faite par une méthode d'histogrammes analogue, mais dans un espace de paramètres de dimension 4. Pour limiter l'exploration combinatoire, seuls les objets les plus brillants sont alors considérés.

Le même algorithme d'association de catalogues est utilisé pour associer le catalogue d'une image à un catalogue externe, dans lequel les objets sont repéré en coordonnées sidérales. Cette association permet de produire une transformation dite WCS (World Coordinate System) qui transforme les coordonnées de chaque pixel en coordonnées sidérales. La plupart des systèmes d'acquisition d'images fournissent aujourd'hui une image avec un WCS, en utilisant les informations de pointé du télescope, et l'orientation de l'instrument. Quand deux images à associer disposent toutes deux d'un WCS, on peut les utiliser pour déterminer la transformation qui associe les points des deux images qui adressent le même point du ciel. Dans la phase de recherche de la transformation, c'est le premier essai que fait notre code. Mais quoi qu'il arrive, la transformation sera ajustée sur les coordonnées des objets mesurées dans les images, de manière à éliminer toute incertitude provenant de l'utilisation du catalogue externe.

★ Les transformations

L'appariement effectué, on peut utiliser les objets plus faibles pour calculer une transformation précise. Pour cela, on minimise :

$$\sum_{i=1}^{N_{obj}} ([u_i - T_u(x_i, y_i)]^2 + [v_i - T_v(x_i, y_i)]^2) \quad (7.18)$$

où (x_i, y_i) sont les coordonnées des objets sur la référence et (u, v) sur l'image courante. T_u et T_v sont les transformations qui permettent de passer d'une image à l'autre. Des transformations polynômiales suffisent à nos besoins et l'ajustement est donc linéaire et rapide. Pour limiter les problèmes numériques associés à l'ajustement des polynômes, nous réalisons l'ajustement dans un repère où $\langle x_i \rangle = \langle y_i \rangle = 0$, et exprimons ensuite les coefficients trouvés dans le repère original.

Lorsque que les coefficients de la transformation sont trouvés, on calcule les résidus de transformation pour éliminer les objets dont le résidu est trop grand (plus de 3 fois la médiane des résidus).

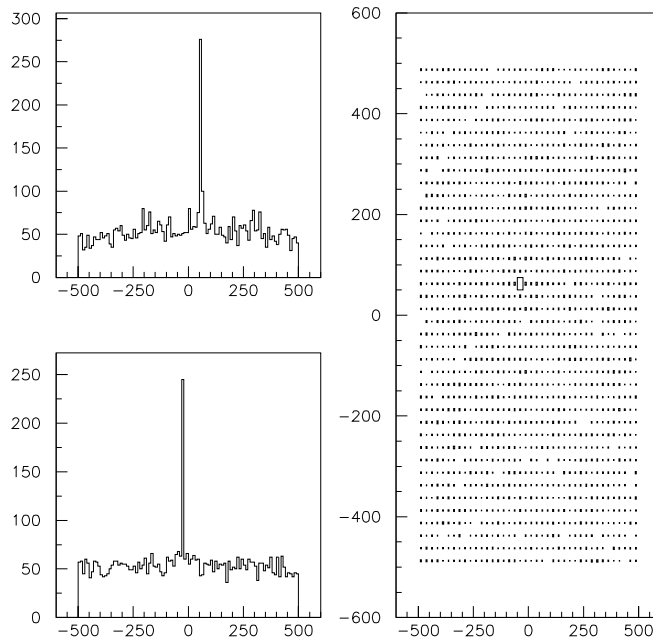


FIG. 7.13 – Cette figure montre sur la droite la différence des abscisses (en haut) et des ordonnées (en bas) pour les objets de deux images du même champ pris avec la CFH12K. le pic dans l'histogramme correspond à la translation qui permet de passer d'une image à l'autre. La figure de gauche montre la même chose en deux dimensions. Le carré le plus important correspondant à la translation.

On itère jusqu'à élimination complète de tous les objets avec des résidus trop importants.

Après chaque itération, l'appariement des catalogues est mis à jour. La qualité de la transformation s'améliorant, on constate que le nombre d'associations augmente.

Enfin, on compare les transformations d'ordre 1, 2 et 3 pour ne garder que la transformation qui présente le résidu moyen (par degré de liberté) le plus faible.

La figure 7.14 présente les résidus de transformation après cette étape, ils sont en général meilleurs que le dixième de pixel pour les images de la CFH12K.

La transformation trouvée, elle est appliquée sur l'image courante. Les transformations ne déplaçant pas les images d'un nombre entier de pixel, on rééchantillonne en utilisant une interpolation quadratique considérant 9 pixels autour du point de rééchantillonnage. Cette étape conserve le flux total des objets mais introduit des corrélations entre pixels voisins.

Toutes les images sont ainsi alignées sur une référence géométrique commune aux deux époques. Voyons à présent comment elles sont combinées pour former les images profondes.

7.5.2 La construction des images profondes

La principale difficulté de cette étape vient de la présence d'artefacts comme les pixels morts, les cosmiques ou les satellites, que l'on souhaite évidemment éliminer.

D'autre part les différentes composantes des sommes sont prises dans des conditions qui peuvent varier. En particulier, le fond de ciel (la source de bruit dominante), le seeing ou l'absorption par

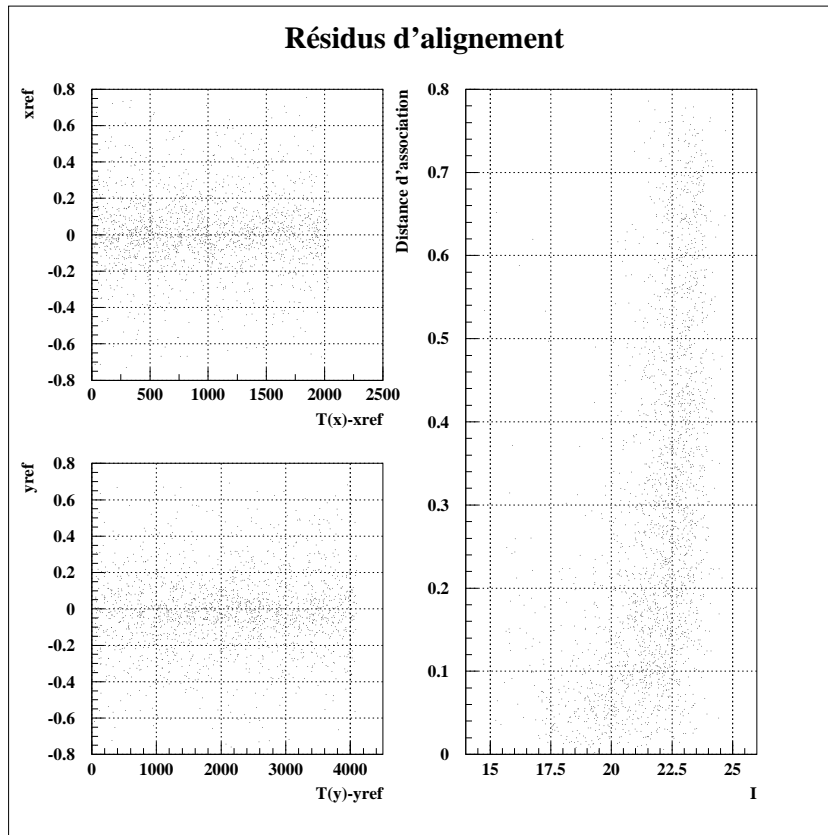


FIG. 7.14 – Résidus des transformations géométriques. Les deux figures sur la droite montrent la différence entre les coordonnées entre l'image de référence et la transformée de la position de l'image alignée en fonction de la coordonnées sur la référence. L'alignement permet d'obtenir une précision d'alignement du dixième de pixel. La figure de droite montre la distance entre les objets sur la référence et sur l'image transformée.

des nuages de haute altitude (les cirrus), peuvent varier d'une image à l'autre en particulier si elles ne sont pas toutes acquises la même nuit.

Il est donc souhaitable durant cette "addition" de donner un poids plus important aux images de meilleure qualité.

Pour simplifier les notations, nous supposons dans ce qui suit que les fonds de ciel ont été soustraits, c'est à dire que les images présentent des objets sur un fond en moyenne nul. Comme l'absorption atmosphérique peut varier d'image à image, nous avons :

$$I_{i,j}^l = \gamma_l f_{i,j}^l,$$

où γ_l est appelé le rapport photométrique de l'image l , et toutes les images f^l exhibent en moyenne le même flux pour le même pixel (ou objet). γ_l est évalué en comparant les flux des objet mesurés sur l'image l aux mêmes objets sur une référence photométrique (qui peut fort bien être l'une des images que l'on est en train de sommer). Supposons que le bruit du ciel domine et est uniforme pour chaque image, soit $Var(I_{i,j}^l) = b_l$. Nous avons alors $Var(f_{i,j}^l) = b_l/\gamma_l^2$. Chaque $f_{i,j}^l$ constitue une mesure indépendante du flux dans le pixel (i, j) , toutes ces mesures sont de même moyenne, par définition des γ_l . La combinaison de variance minimale est simplement leur somme pondérée par l'inverse de leur variance, soit :

$$I_{i,j} = \frac{\sum_l \frac{I_{i,j}^l \gamma_l^2}{\gamma_l b_l}}{\sum_l \frac{\gamma_l^2}{b_l}} = \frac{\sum_l \frac{I_{i,j}^l \gamma_l}{b_l}}{\sum_l \frac{\gamma_l^2}{b_l}} \quad (7.19)$$

Dans la mesure où l'on dispose de plusieurs estimations de la même quantité, on peut tenter à ce stade de comparer les valeurs pour éliminer celles qui sont aberrantes, dues par exemple aux cosmiques, à un avion ayant traversé le champ ou aux défauts de l'instrument. On doit alors comparer chacun des $I_{i,j}^l/\gamma_l$ à $I_{i,j}$, et l'éliminer de la somme s'il est inacceptable, en itérant jusqu'à convergence. Une limitation de cette technique est qu'elle demande de disposer d'un nombre d'images relativement important, en pratique au moins 5 à 6 images. Plus grave, comme l'illustre la figure 7.15, la variation de seeing entre les images peut entraîner la réjection systématique de pixels au niveau des objets présents sur les images. Les étoiles voient leur profil complètement déformé d'une manière qui dépend de leur flux.

Ce problème n'apparaît de manière cruciale que quand on somme des images de nuits différentes, et surtout si elles entrent ensuite dans des soustractions, ce que peu de programmes d'observation nécessitent. C'est pourquoi la technique décrite ici est largement utilisé dans la communauté, sans mettre les résultats scientifiques en péril. Pour nous, c'est le système d'observation en queue, qui en fractionnant nos longues intégrations sur 3 ou 4 nuits nous a obligés à revoir notre approche.

On pourrait limiter le problème en amenant toutes les images à la même résolution (*i.e.* au même seeing) en convoluant chaque image par un noyau les amenant toutes à la même résolution que l'image de plus mauvais seeing. Outre que cette opération est coûteuse en temps de calcul, elle va réduire la résolution des images coadditionnées en nivelant la qualité des images vers le bas. Mais il est clair que si l'on souhaite mettre en place une réjection des intrus comme indiqué plus haut, il faut homogénéiser les qualités d'image.

Nous avons implémenté une autre approche, qui consiste à identifier les défauts des images individuelles indépendamment les unes des autres, de manière à masquer les pixels correspondants lors de l'addition. C'est une approche assez lourde, parce qu'elle nécessite de développer des algorithmes de détection spécifiques pour chaque type de défaut.

Comme nous l'avons vu auparavant, nous disposons déjà des cartes étiquetant les pixels morts et les pixels des étoiles saturées. Nous voulons maintenant construire les images contenant les pixels

Comparaison des profils d'une étoile en fonction du seeing

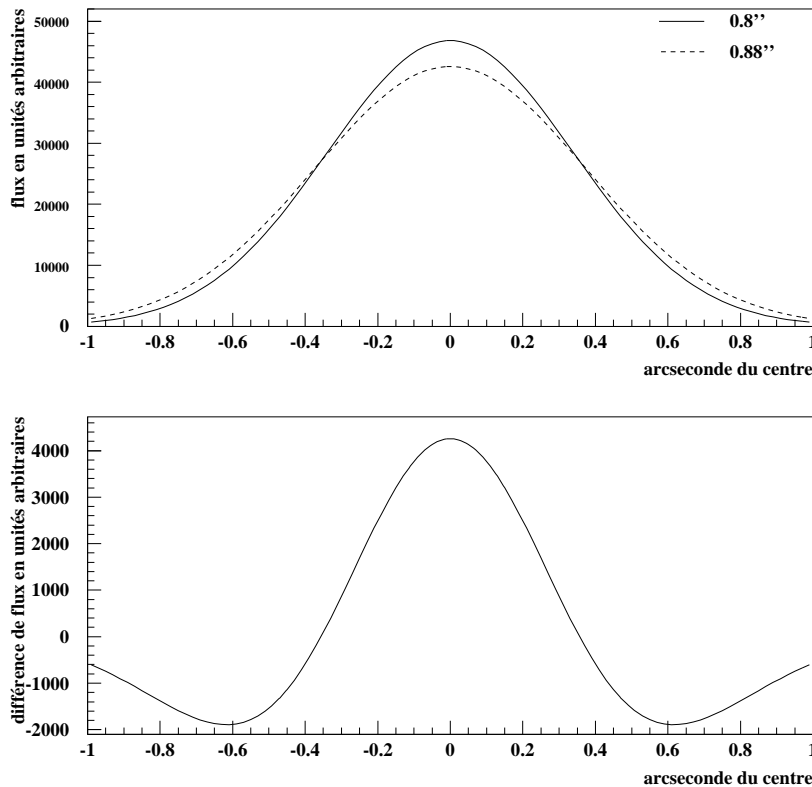


FIG. 7.15 – Cette figure représente les variations de profil radial d'une étoile en fonction du seeing. En haut sont représentés les profils pour des seeing de 0.8 et 0.88". La figure du bas montre la différence entre ces deux profils. Cette figure montre en particulier qu'il est difficile rejeter les artefacts au moment de la coaddition si les conditions d'observations varient. Pour plus de détails, voir le texte.

atteints par des cosmiques et ceux par des satellites.¹¹

★ La carte des cosmiques

Contrairement aux étoiles qui ont des variations spatiales lentes et continues, les cosmiques présentent sur les images des variations rapides et discontinues. Les rayons cosmiques touchent en général 1 à 2 pixels. Un filtre Laplacien \mathcal{L} (équation 7.20) permet donc de sélectionner les pixels touchés par les cosmiques. Pour plus de précision sur cette méthode, on se reportera à van Dokkum (2001).

$$\mathcal{L} = \begin{pmatrix} 0 & -1 & 0 \\ -1 & 4 & -1 \\ 0 & -1 & 0 \end{pmatrix} \quad (7.20)$$

¹¹Si le lecteur s'inquiète de la multiplication des cartes binaires associées à chaque image de science, et à leur stockage, signalons simplement que les images de 0 avec quelques milliers de 1 sont comprimées d'un facteur supérieur à mille par le "gzip" standard.

Les pixels qui dépassent un certain seuil (typiquement $3\sigma_{ciel}$) sur l'image convoluée par \mathcal{L} sont comparés à la médiane des neuf pixels adjacents. Une seconde coupure dépendante du seeing et du fond de ciel est appliquée. Cette seconde coupure permet de ne pas éliminer les pixels des étoiles et des galaxies. Les pixels sélectionnés sont déclarés cosmiques et sont étiquetés dans la carte (binaire) de cosmiques. Cette procédure est effectuée de manière itérative de manière à étiqueter les cosmiques étalés sur plusieurs pixels.

★ La carte de satellite

Pour identifier les satellites, on utilise le fait qu'ils touchent un grand nombre de pixels contigus et que leur élongation est importante (en général, un satellite à une largeur d'une dizaine de pixels et une longueur qui peut atteindre une longueur de CCD).

On cherche donc les pixels dont le flux est au dessus d'un certain seuil (typiquement $2\sigma_{ciel}$), puis on regarde de manière itérative si les 4 pixels voisins sont au-dessus du seuil. De proche en proche, on construit toutes les "îles" au dessus de la "mer" de bruit.

Cette procédure va donc sélectionner tous les objets étendus de l'image et en particulier les étoiles et les galaxies.

Une série de coupure est appliquée pour ne sélectionner que les objets ayant une élongation importante (typiquement un rapport grand axe sur petit axe supérieur à 2), un grand axe relativement long (de l'ordre du dixième de la diagonale d'un CCD). De plus, on demande à ce que le nombre de pixels touchés soit suffisamment grand (de l'ordre du nombre de pixels sur la largeur du CCD). Enfin, pour éviter d'introduire les pixels morts ou les pixels des objets saturés, on fournit à la procédure les cartes de saturation et de pixels morts qui ne sont pas considérés lors de la procédure.

★ Les cartes de poids

Nous disposons donc maintenant de la carte des éventuelles artefacts, ils seront mis en veto lors de la construction des images profondes. Comme les poids des images vont maintenant varier de pixel à pixel, le plus simple est de les encoder dans une image :

$$w_{i,j} = \frac{flat_{i,j}^2}{Var_{ciel}} \quad (7.21)$$

dans laquelle les pixels morts, contenant des cosmiques ou des satellites sont mis à zéro. La figure 7.16 présente un exemple de carte de poids.

Nous disposons maintenant de tous les ingrédients pour construire une image profonde optimale et sans artefacts.

★ La coaddition

L'image "sommée" et son poids s'écrivent simplement :

$$I_{i,j} = \frac{\sum w_{i,j}^l \gamma_l I_{i,j}^l}{\sum w_{i,j}^l \gamma_l^2}, \quad w_{i,j} = \sum w_{i,j}^l \gamma_l^2$$

Un exemple de coaddition est présenté dans la figure 7.17. On remarque que tous les artefacts présents (satellite, cosmiques et colonnes mortes) ont disparu de l'image profonde. La carte de poids de l'image profonde est présentée à gauche. Les zones les plus sombres sont les zones qui ont été éliminées lors de la coaddition, nous y reconnaissons les figures des différents artefacts.

Cette méthode ne demande pas de disposer d'un grand nombre d'images pour être appliquée. En particulier, il est possible de construire une somme de deux images où les artefacts sont éliminés. De plus, il est possible de construire la carte de poids de la coaddition qui pourra être utilisée par la suite lors de la soustraction et pour le calcul des flux des objets.

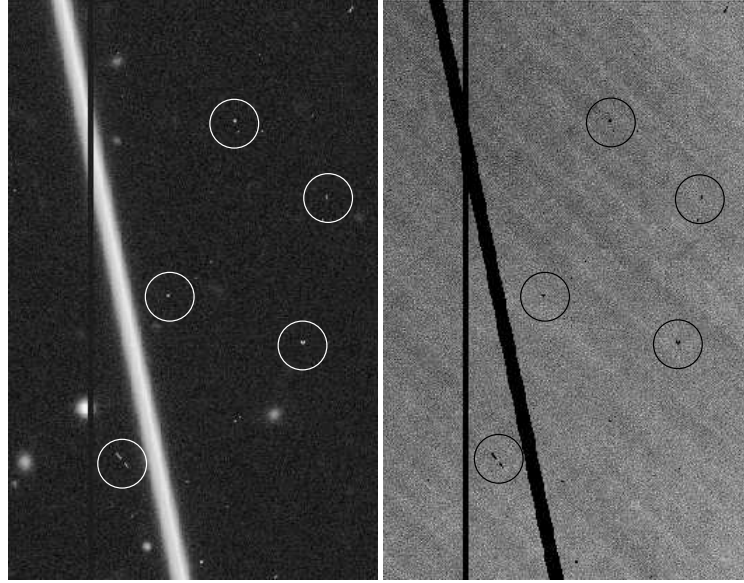


FIG. 7.16 – Cette figure présente une partie de la carte de poids d’une image prise dans le filtre *R* avec *MegaCam* en juin 2003. À gauche est présentée un détail de l’image corrigée pour l’efficacité quantique avec fond soustrait, à droite sa carte de poids. En particulier, nous voyons que la colonne morte (la ligne verticale dans l’image), le satellite (la ligne oblique) et les pixels contenant des cosmiques (entourées en blanc sur l’image et en noir sur la carte de poids) sont mis à zéro dans la carte de poids.

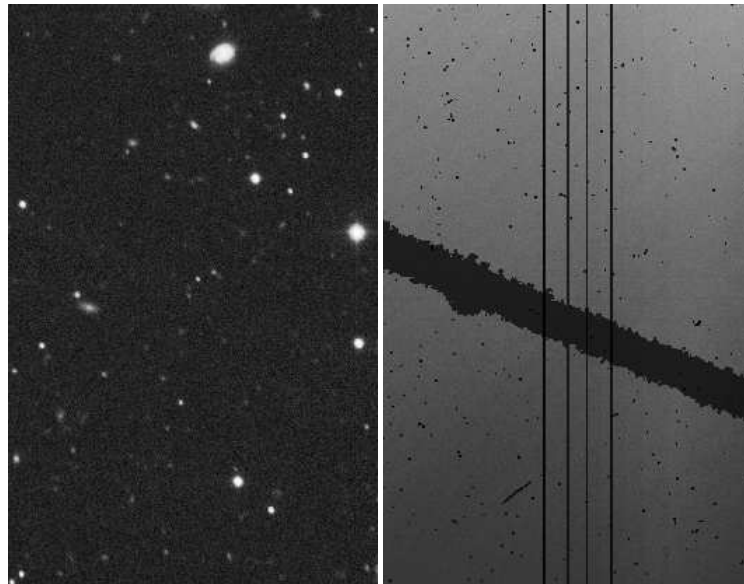


FIG. 7.17 – Cette figure présente le résultat d’une coaddition. Sur la gauche, l’image profonde où les artefacts ont disparu. Sur la droite la carte des poids où les pixels les plus sombres sont les pixels de plus faibles poids. En particulier, on reconnaît les figures des différents artefacts.

★ Pour conclure sur la coaddition

Nous disposons donc après le rééchantillonnage et la coaddition des deux images : la référence et l'image de recherche. Ces deux images sont d'ores et déjà alignées sur la même grille de pixels (la référence géométrique est commune au deux époques). Il s'agit maintenant de soustraire l'image de référence à l'image de recherche pour permettre la détection.

7.6 La soustraction

Les conditions d'observation des deux époques n'étant *a priori* pas les mêmes, il est absolument nécessaire d'homogénéiser les deux images pour les ramener à la même résolution. L'effet le plus important est celui de la variation de la PSF dépendant des conditions atmosphériques. Dans la suite, nous exposons comment il est possible d'amener les deux images à la même résolution pour permettre cette soustraction.

7.6.1 Homogénéisation des PSFs

La méthode utilisée est une implémentation des algorithmes développés dans Alard & Lupton (1998) et Alard (2000). Elle repose sur la construction d'un noyau de convolution qui permet d'amener l'image de meilleure qualité (celle de meilleur seeing) sur la deuxième image. En pratique, on cherche un noyau qui résout l'équation :

$$worst = kernel \otimes best \quad (7.22)$$

Où *worst* est l'image qui présente le plus mauvais seeing et *best* la meilleure.

En pratique, le bruit ne permet pas de trouver de solution. On recherche donc une solution par les moindres carrés :

$$\int (best \otimes K - worst)^2 dx dy \quad \text{minimum}$$

Le noyau est construit sur la même base de fonction que celle proposée par Alard. C'est une combinaison de gaussienne de largeurs variables multipliée par des polynômes d'ordre jusqu'à 3. Cette famille de fonctions permet de prendre en compte :

- un élargissement du cœur de la PSF.
- d'ajouter des ailes à la PSF.
- un léger décalage (pour éventuellement améliorer l'alignement).

La base de fonctions utilisée s'écrit sous la forme :

$$K(u, v) = \sum_d \sum_{p+q \leq d} \alpha_{pq} B_{pq}(u, v), \quad \text{avec} \quad B_{pq} = u^p v^q e^{-\frac{u^2+v^2}{2\sigma_k^2}} \quad (7.23)$$

On peut chercher des solutions avec un noyau lentement variable dans le champ pour pouvoir prendre en compte d'éventuelles variations de la PSF dans le champ.

Le noyau est déterminé à l'aide d'une sélection des meilleurs objets du champ (suffisamment brillants sans être saturés, soit une centaine d'objets). Le noyau est ainsi estimé sur des vignettes centrées sur ces objets.

Le noyau est estimé par itération, on élimine après chaque tour les vignettes qui présentent des résidus trop importants.

Finalement, on convolve l'image de meilleur seeing avec le noyau ainsi estimé et on soustrait. Pour des raisons pratiques, il est plus facile d'exprimer les flux sur la soustraction en unités photométriques

de la référence (dont les points zéros sont en général mieux connus), la soustraction est donc au besoin multipliée par le rapport photométrique entre les images de recherche et de référence.

Un exemple de soustraction est présenté figure 7.19. La figure 7.18 présente l'histogramme des résidus moyens de soustraction en fonction de la distance au centre des objets brillants, rapportés au flux sur la référence du pixel correspondant. Il reste au cœur des objets en dessous de 1%.

Dans toute la procédure, la carte de poids des deux images est considérée en particulier, au moment du calcul du noyau. Les deux images de poids sont combinées pour produire une carte de poids de la soustraction qui sera utilisée au moment de la détection.

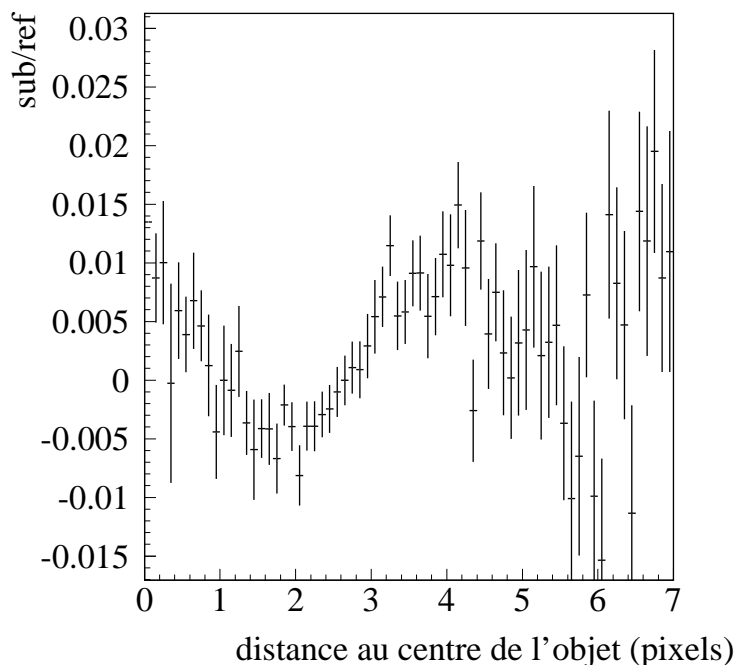


FIG. 7.18 – Résidus de soustraction en fonction de la distance aux centres des objets. Ils sont exprimés comme le rapport entre le signal sur la soustraction et le signal présent sur l'image de référence. On voit que les résidus de soustraction sont inférieurs à 2%.

Nous disposons donc maintenant d'une image résultat de la soustraction de l'image de recherche et de la référence et de sa carte de poids. Il s'agit maintenant de détecter les résidus sur la soustraction.

7.7 La détection

Dans cette partie, nous présentons comment sont détectées les sources sur la soustraction. La détection est à deux niveaux. Dans un premier temps, la soustraction est convoluée par un filtre proche de la PSF pour permettre la détection des objets. Les objets présentant un signal sur bruit au dessus d'un seuil sont ensuite sélectionnés. On estime alors précisément leur positions, flux et signal sur bruit. On sélectionne enfin les candidats les plus intéressants suivant un certain nombre de critères.

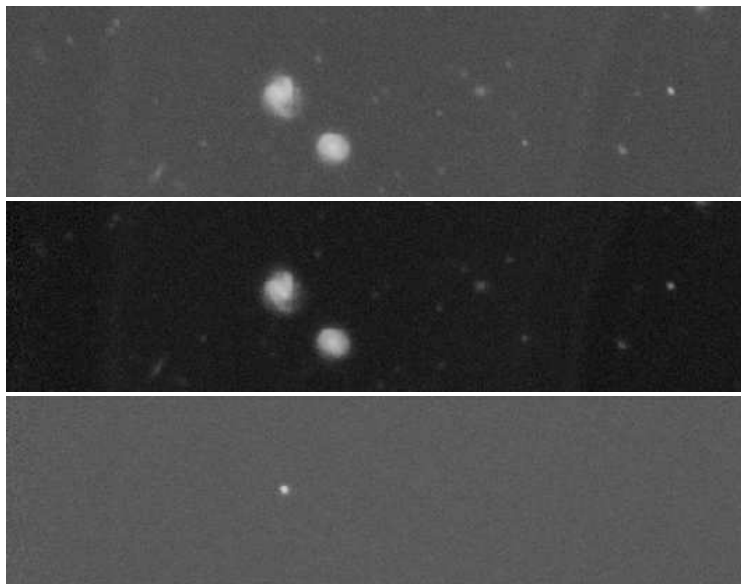


FIG. 7.19 – Exemple de soustraction. A gauche, l'image de référence, au centre l'image de recherche et à droite, la soustraction. Le résidus sur la soustraction et une supernova à un décalage vers le rouge de 0.28. Cette figure montre que les résidus de soustraction au niveau des objets brillants ne sont pas décelables à l'œil.

7.7.1 Convolution et première détection

On peut montrer (Irwin (1985)) que le filtre optimal pour détecter des sources ponctuelles de faible flux sur une image est la fonction d'étalement des sources ponctuelles de l'image considérée : sa propre PSF.

La soustraction est le résultat de la différence de l'image de meilleur seeing amenée à la résolution de la seconde. Le seeing de la soustraction est donc égal au seeing de l'image de moins bon seeing.

Un profil gaussien de largeur égale au seeing est une bonne approximation (Irwin (1985)) du profil des étoiles. Il est donc procédé à une convolution de l'image par ce profil.

On calcule ensuite la variance de l'image convoluée. Les pixels correspondant à un signal sur bruit supérieur au seuil sont sélectionnés (le seuil est typiquement entre 2 et 3 σ de l'image convoluée).

Nous disposons après la première étape d'une liste de candidats dont la plupart sont des fluctuations poissonniennes. Pour une coupure en signal sur bruit de 3σ , on attend en moyenne 3000 candidats sur un CCD de la CFH12K.

7.7.2 Estimation des paramètres des objets détectées et coupures

La seconde étape consiste à estimer de manière précise la position et le flux de chaque candidat détecté. Pour cela, on suit les prescriptions de Naylor (1998) en utilisant comme modèle de PSF un profil gaussien de largeur égale au seeing. Ces deux estimations permettent de calculer un signal sur bruit plus précis.

On peut d'ores et déjà appliquer des coupures plus restrictives sur le signal sur bruit. Comme le montre la figure 7.20, une coupure à 5 sur le signal sur bruit permet de ne conserver en moyenne qu'une vingtaine de candidats venant de fluctuations statistiques du fond de ciel pour l'équivalent d'un champ observé avec la CFH12K.

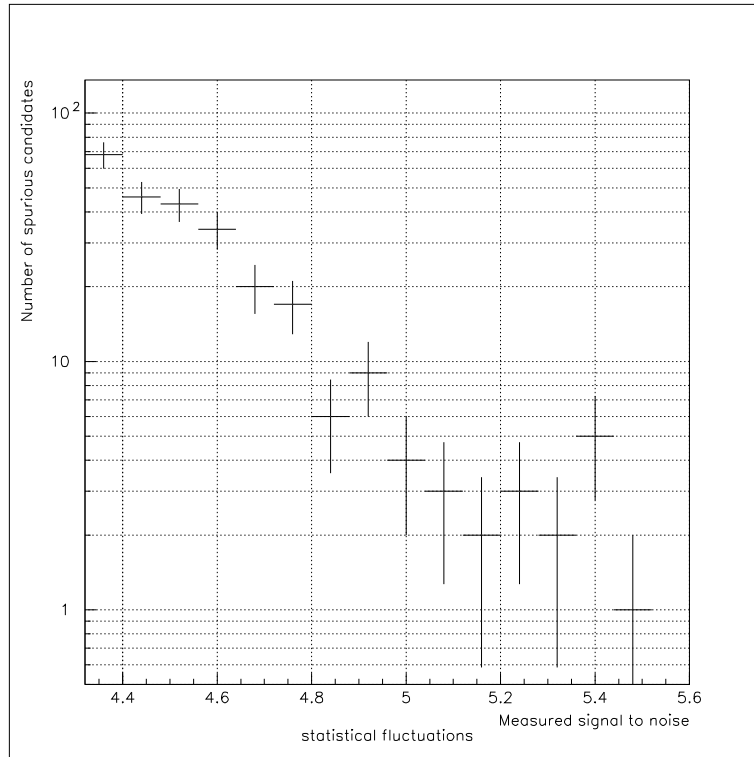


FIG. 7.20 – Nombre de candidats venants de fluctuations statistiques en fonction du signal sur bruit pour 12 CCDs de 4096×2048 correspondant à l'observation typique d'un champ avec la CFH12K

La figure 7.18 montre qu'après la soustraction, il reste des résidus de l'ordre de 1 à 2% du flux des objets sur la référence. Il peut donc rester des résidus avec des signaux sur bruit au delà des coupures sur la soustraction. On calcule donc le rapport entre le flux sur la soustraction et le flux sur l'image de référence. Une coupure sur ce rapport permet d'éliminer tous ces artefacts. Cette coupure permet aussi d'éliminer les objets physiques dont les variations ne sont pas très importantes entre les deux périodes d'observations (les noyaux actifs de galaxies ou AGN, les étoiles variables, les supernovæ de type II).

Enfin, un certain nombre d'objets mobiles comme les astéroïdes peuvent polluer les champs d'observations. Pour éliminer ces objets, on procède à une séparation en deux lots des images de recherche afin de produire deux images de recherche indépendantes. On soustrait la référence à ces deux images de manière à produire deux soustractions partielles. Le même type de détection que pour la soustraction est ensuite effectué, on recherche finalement les coïncidences entre les trois soustractions. Si il y a coïncidence, on calcule la distance entre les deux détections partielles, elle nous permettra au moment de l'inspection visuelle de mesurer le déplacement de l'objet.

Enfin, on procède pour chaque candidat à une association avec l'objet le plus proche sur la référence. On mesure en particulier la distance entre la détection et cet objet.

Toutes ces coupures sont résumées dans la table 7.1.

Le nombre de candidats par CCD après la détection est typiquement d'une dizaine par CCD. La plupart sont dus à des artefacts qui ont réussi à passer les diverses coupures (mauvaises soustractions, astéroïdes lents, etc...). Il faut donc procéder à une inspection visuelle permettant d'éliminer les défauts les plus criants afin de ne garder qu'une liste réduite d'objets (environ une vingtaine) qui seront ensuite observés spectroscopiquement.

Paramètres	coupure typique	Fonctions
Signal sur bruit sur la soustraction	> 5	élimine les fluctuations statistiques du fond de ciel
Taux d'accroissement du flux	> 10 à 20%	élimine les mauvaises soustractions et les objets variants faiblement (AGN, autres types de supernovæ, étoiles variables.)
Distance d'association entre les soustractions partielles	< 2 pixels	élimine les astéroïdes
Distance de l'objet le plus proche sur la référence	Pas de coupures	informatif.

TAB. 7.1 – Ce tableau récapitule les coupures appliquées lors de la détection des candidats sur la soustraction.

7.8 Efficacité de détection et simulation de supernovæ

Pour déterminer l'efficacité de notre chaîne de détection et pour tester les différentes étapes de la réduction, nous avons développé dans ToADS des outils de simulation, qui à partir des seules images, sont capables de simuler des supernovæ.

Pour être réaliste, cette simulation a été conçue pour ajouter des fausses supernovæ avant même le rééchantillonnage des images.

Les différentes étapes sont :

1. Sélection de “belles” étoiles sur une des images composantes de l'image de recherche.
2. Sélection des galaxies hôtes sur lesquelles les fausses supernovæ seront simulés dans la gamme de magnitude que l'on veut étudier.
3. Définition du déplacement nécessaire pour amener l'étoile la plus proche sur la galaxie considérée. Ces déplacements sont en nombre entier de pixels pour éviter d'avoir à rééchantillonner les étoiles.
4. Normalisation du flux de l'étoile pour l'amener à une fraction du flux de sa galaxie hôte.
5. On stocke flux (magnitude) et position des fausses supernovæ dans une liste.
6. On retourne la détection entièrement (rééchantillonnage-coaddition-soustraction-détection). Il est important dans cette étape d'avoir conservé les transformations et le noyau de convolution de la détection sans supernovæ, la présence d'un trop grand nombre d'objets simulés pouvant complètement fausser leur détermination.
7. On compare les objets détectés aux objets simulés pour construire les courbes d'efficacité.

La figure 7.21 montre une simulation réalisée sur les images de recherche (3h pour les images de référence et 3h pour les images de recherche en I) de la campagne CFHT du printemps 2001. On voit que l'efficacité de détection dépasse les 90% pour une magnitude de 24.5. Cette courbe d'efficacité est en bon accord avec les courbes estimées de magnitudes limites des figures 7.4 et 7.5.

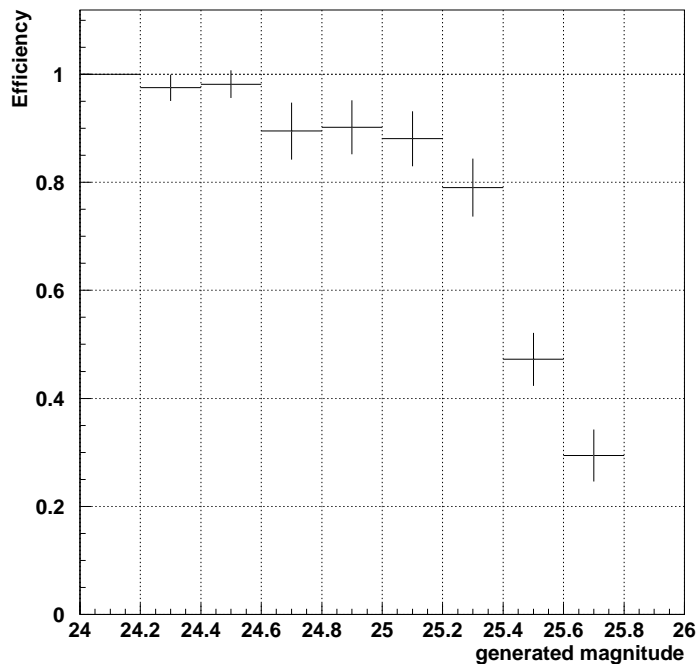


FIG. 7.21 – Courbe d'efficacité de détection dans le filtre *I* en fonction de la magnitude (Vega). Cette courbe d'efficacité a été construite sur les mêmes images que pour la détection des supernovæ de la campagne de recherche du printemps 2001. 1000 supernovæ ont été simulées sur le CCD 10 du champ *D4* observé avec la *CFH12K* en *I*. Cette figure en accord avec les simulations de magnitude limite présentée plus haut montre qu'il est possible de détecter avec une efficacité supérieure à 90% des supernovæ de magnitude en *I* supérieure à 24.5, cette magnitude correspond à une supernova de type Ia à son maximum de lumière à un décalage vers le rouge de 1.2

7.9 L'inspection visuelle

Cette étape consiste à amener les images des soustractions à l'écran pour vérifier que tout s'est bien déroulé. La plupart des détections sont des mauvaises soustractions (qui présentent un profil en ying-yang) et sont très faciles à éliminer. Les figures 7.22 et 7.23 présentent les outils utilisés pour amener les images à l'écran. La première figure présente une visualisation de la soustraction complète pour un CCD. La deuxième figure montre un zoom sur un candidat particulier.

Les candidats sélectionnés sont conservés puis classés suivant certaines caractéristiques :

1. Le signal sur bruit.
2. Le taux d'accroissement de lumière (les supernovæ de type Ia ont des luminosités comparables à leur galaxie hôte).
3. La distance à la galaxie hôte (plus celle-ci est grande plus l'observation spectroscopique est facilitée).

Les meilleurs candidats seront observés avec un spectrographe.

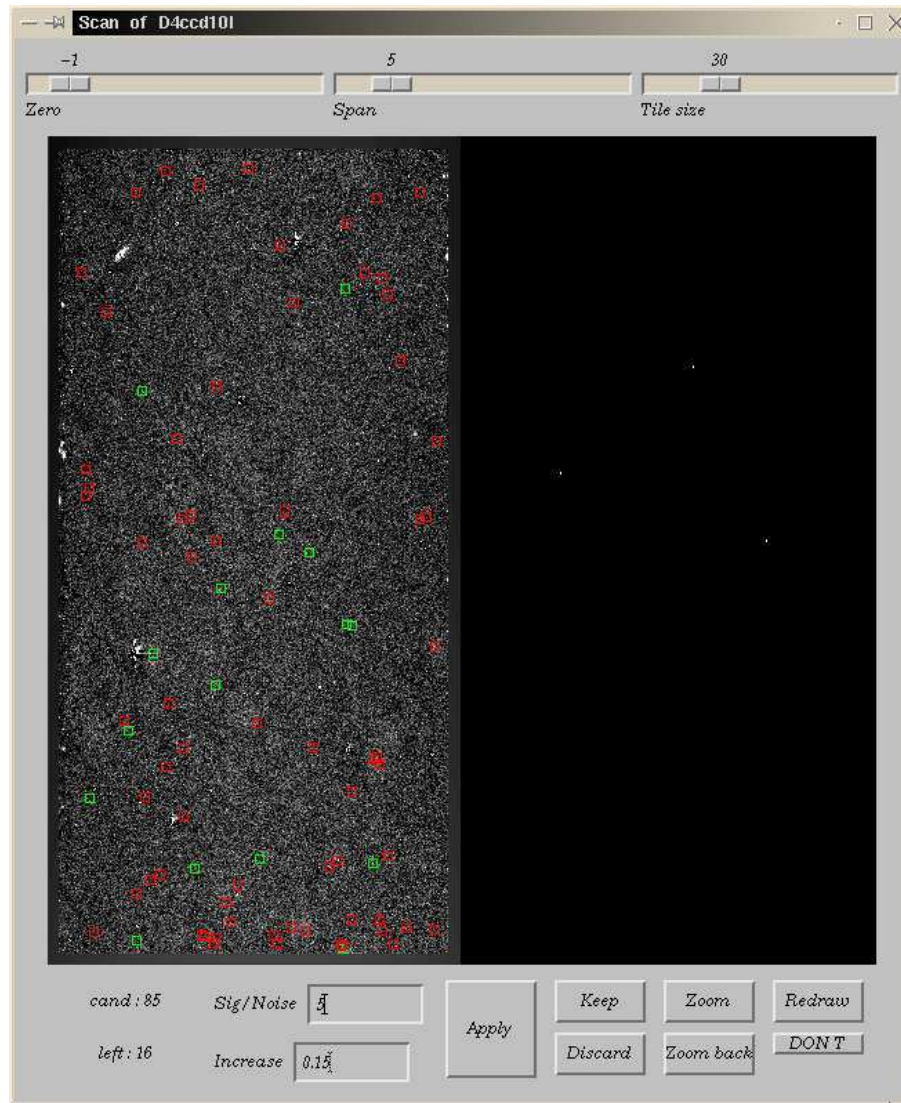


FIG. 7.22 – Cette figure montre l'outil utilisé pour l'inspection visuelle des candidats. Les candidats encadrés de vert correspondent aux candidats au dessus des coupures. Ce programme interactif permet de zoomer et d'afficher les détails afférent à un candidat. Le zoom est présenté figure 7.23

7.10 L'identification spectrale

Une fois les candidats sélectionnés pour l'identification, nous déterminons à partir des catalogues astrométriques USNO les transformations qui permettent de passer des coordonnées sur l'image aux coordonnées sur le ciel. Cette étape nous permet ensuite de construire une carte astrométrique qui sera utilisée durant les observations spectroscopiques pour aligner le spectrographe sur la candidat.

En pratique, les pointés des télescopes ne sont pas suffisamment précis pour permettre un alignement direct, on a donc recours à des étoiles pilotes dans le champ, plus brillantes que l'objet (de l'ordre la magnitude 19-20 pour un télescope de 10m) dont on calcule les décalages par rapport au candidat sur les images. Lors des observations spectroscopiques, le télescope est amené sur une de ces étoiles guides, visible dans la caméra de guidage, puis on décale le télescope vers la position de

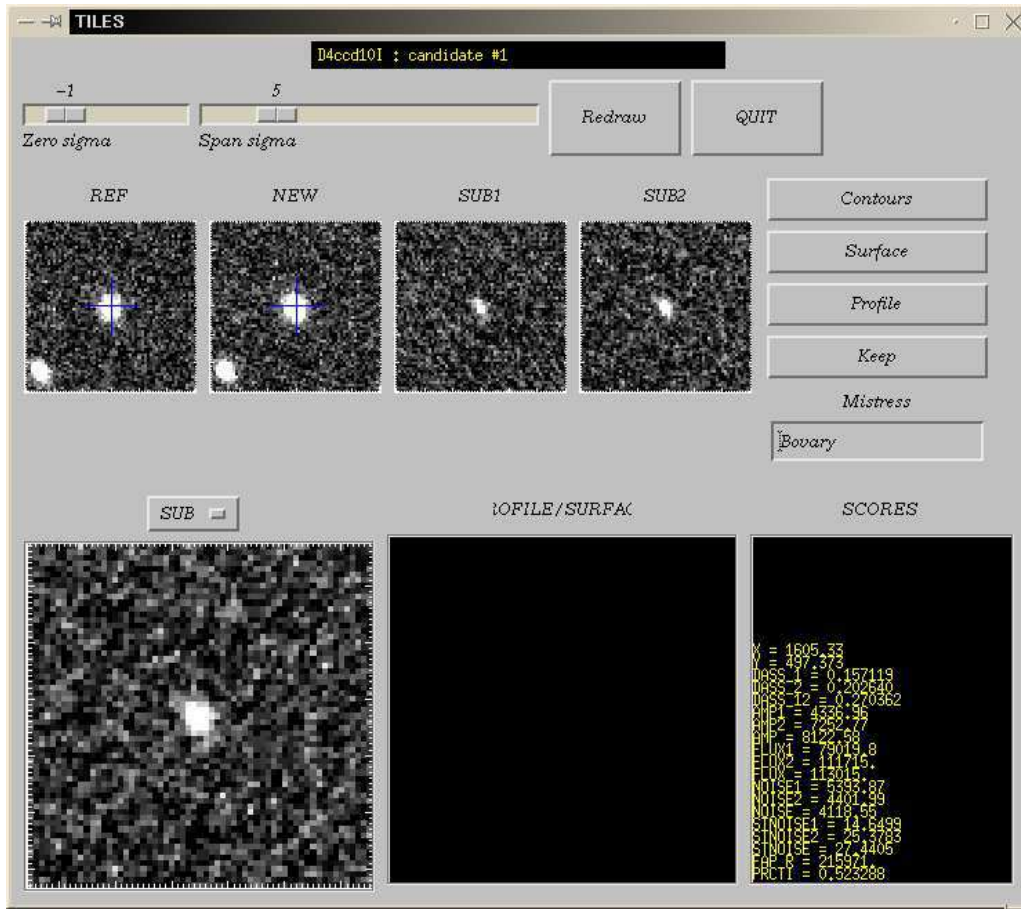


FIG. 7.23 – Zoom sur un candidat dans le programme de visualisation. En haut, de gauche à droite, les zooms sur la position du candidat de l'image de référence, de l'image de recherche et les deux soustractions partielles. En bas à gauche, la soustraction et sur la droite les “scores” de ce candidat : positions, rapports signal sur bruit, taux d'accroissement et distance d'association entre les deux soustractions partielles.

la supernova.

Les spectres de ces objets permettent de déterminer leur nature ainsi que leur type pour les supernovæ. Ces mesures permettent également de faire des mesures précises des décalages spectraux des supernova. Si la galaxie sous-jacente est suffisamment brillante, le décalage vers le rouge est estimé sur les raies d'émission de la galaxie qui sont étroites et permettent d'atteindre des précisions de l'ordre du millièm. Si les raies de la galaxie sont trop faibles, le décalage vers le rouge est estimé sur les raies de la supernova qui sont plus larges, la précision sur la mesure est alors de l'ordre du centièm.

7.11 Le suivi photométrique

Une fois les candidats identifiés comme supernova de type Ia, on sélectionne les plus intéressantes (phase précoce de la courbe de lumière, grand décalage vers le rouge) pour les suivre avec des moyens d'observations plus adaptés. Les supernovæ les plus lointaines seront observées avec le télescope

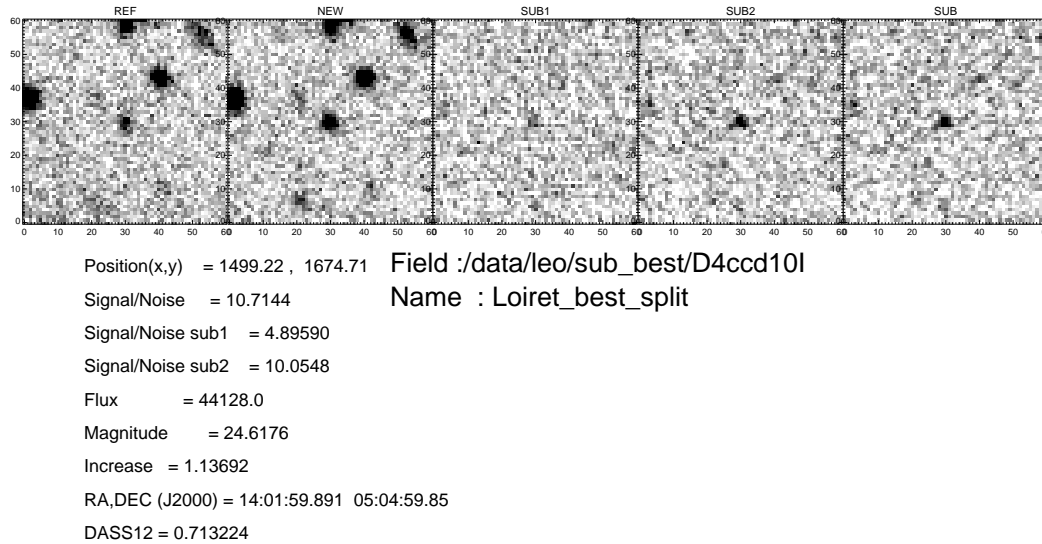


FIG. 7.24 – Fiche d'identité d'un candidat retenu pour la spectroscopie. De gauche à droite, les zooms sur le candidat des images de référence, de recherche, les deux soustractions partielles et la soustraction. En dessous, les "scores" de ce candidat : sa position, son signal sur bruit sur les trois soustractions, son flux, sa magnitude, son taux d'accroissements, ses coordonnées célestes et distance d'association entre les deux soustractions en pixels.

spatial Hubble, les plus proches, avec des télescopes de 4m à petit champ pendant leur phase autour du maximum, puis par des télescopes de 8m pour les phases tardives.

Les plus lointaines (avec des décalages vers le rouge au delà de 1) seront également suivies dans l'infrarouge (dans la bande J principalement). Ce suivi permet de faire la photométrie dans les bandes B ou V dans le référentiel de la supernova et permet ainsi des mesures de couleur afin d'estimer une éventuelle absorption.

7.12 Campagne de recherche du printemps 2001

Le tableau 7.2 fait le bilan de la campagne du printemps 2001 effectuée au CFHT à l'aide de la CFH12K. Cette campagne a permis, en observant deux champs durant 2 fois trois heures à 25 jours d'intervalle dans le filtre I, de découvrir 4 supernovæ de type Ia à des décalages vers le rouge compris entre 0.45 et 1.12. Cette campagne a également permis la découverte de 6 candidats qui furent trop faibles pour permettre l'observation spectroscopique.

Des 4 supernovæ découvertes au CFHT, 3 furent suivies à l'aide du télescope Hubble. La supernova la plus proche a quant à elle été suivie avec des moyens au sol.

Dans le même temps, une recherche similaire au CTIO (Chili) : 2 champs profonds en I de 2 fois 3 heures, complétée par une recherche sur une dizaine de champs moins profonds (20 minutes pour

Nom	Découverts au CFHT			Suivi spectroscopique		
	Magnitude en I	accroissement de lum	S/N	Spectroscopie	z	Type
Loiret	24.6	113%	10.7	Keck	1.12	Ia
Gresse	23.5	16%	34.3	Keck	0.671	Ia
Somme	23.6	52%	27.4	VLT	0.552	Ia
Seine	23.3	53%	36.3	VLT	0.478	Ia
Vilaine	23.5	726%	19.8	VLT	0.36	Ib/c
Orne	25.2	155%	7.0	Keck	1.07	?
Marne	23.9	32%	19.5	Keck	0.67 ?	?
Candidats de faibles luminosités						
Rance	25.1	Pas de Hôte	6.5	Keck	?	?
Aude	25.3	66%	5.7	—	—	—
Llech	25.7	3084%	4.5	—	—	—
Valserine	25.5	20%	5.0	—	—	—
Arve	25.2	75%	5.9	—	—	—
Durance	25.4	51%	4.9	—	—	—

TAB. 7.2 – Tableau récapitulatif de la campagne de recherche du printemps 2001 au CFHT. Cette campagne a permis de découvrir 13 candidats de bonne qualité avec un signal sur bruit supérieur à 5 et un taux d'accroissement de luminosité important. 4 objets se sont révélés être des supernovæ de type Ia, 1 une supernova de type Ib ou Ic. 6 d'entre elle avaient des magnitudes trop faibles pour pouvoir obtenir des spectres.

les deux époques) en R a permis la découverte de 10 supernovæ de type Ia dont les décalages vers le rouge sont compris entre 0.32 et 1.05.

Le tableau 7.3 résume le télégramme de découverte publié avec le nom officiel des supernovæ, leur date de découverte, leur position sur le ciel, leur magnitude dans le filtre d'observation, leur type et enfin le télescope qui a permis leur découverte.

SN	2001 UT	R.A. (2000.0)	Decl.	Mag.	filtre	z	Type	Télescope de découverte
2001gk	Avr. 15-20	14 01 32.32	+ 5 21 38.8	24.1	I	0.67 ?	?	CFHT
2001gl	Avr. 15-20	14 01 16.60	+ 5 12 48.9	23.7	I	0.36	Ib/c	CFHT
2001gm	Avr. 15-20	14 01 51.18	+ 5 05 38.5	23.4	I	0.478	Ia	CFHT
2001gn†	Avr. 15-20	14 01 59.90	+ 5 04 59.6	25.0	I	1.1	Ia	CFHT
2001go†	Avr. 15-20	14 02 00.95	+ 5 00 59.2	23.7	I	0.552	Ia	CFHT
2001gp	Avr. 15-20	14 02 22.75	+ 4 55 24.0	25.3	I	1.067	?	CFHT
2001gq†	Avr. 15-20	14 01 51.38	+ 4 53 12.4	23.9	I	0.671	Ia	CFHT
2001gx	Avr. 18-20	10 36 10.31	+ 2 16 57.4	23.8	I	0.60	?	CTIO
2001gy†	Avr. 18-20	13 57 04.54	+ 4 30 59.8	23.4	I	0.511	Ia	CTIO
2001gz	Avr. 18-20	13 56 04.09	+ 5 10 55.1	24.1	I	0.73 ?	?	CTIO
2001hb†	Avr. 18-20	13 57 11.96	+ 4 20 26.9	24.8	I	1.05	Ia	CTIO
2001he	Avr. 18-20	15 46 35.69	+ 8 11 26.4	23.0	I	0.582	Ia ?	CTIO
2001gr	Avr. 18-20	10 04 23.27	+ 7 40 48.3	23.3	R	0.541	Ia	CTIO
2001gs	Avr. 18-20	10 00 52.68	+ 6 07 09.3	23.9	R	0.658	?	CTIO
2001gt	Avr. 18-20	10 02 39.31	+ 7 16 33.0	22.7	R	0.56 ?	Ia	CTIO
2001gu	Avr. 18-20	10 03 28.61	+ 7 24 38.9	23.7	R	0.32	Ia	CTIO
2001gv	Avr. 18-20	10 00 21.18	+ 6 52 03.8	23.7	R	0.661	Ia	CTIO
2001gw	Avr. 18-20	15 43 45.86	+ 7 57 50.3	22.0	R	0.363	Ia	CTIO
2001ha	Avr. 18-20	10 06 33.50	+ 7 38 03.2	23.5	R	0.58	Ia	CTIO
2001hc	Avr. 18-20	9 44 31.52	+ 8 02 02.8	21.4	R	0.35	Ia	CTIO
2001hd	Avr. 18-20	15 45 35.92	+ 8 16 50.6	22.8	R	0.511	Ia	CTIO

TAB. 7.3 – Ce tableau présente le télégramme de découverte IAU des supernovæ découvertes pendant la campagne de recherche du SCP du printemps 2001. Sont détaillés les noms des supernovæ, leur date de découverte, leurs coordonnées sur le ciel, la magnitude et le filtre de leur découverte, leur décalage vers le rouge, leur type et le télescope qui a permis de les découvrir. Les supernovæ marquées d'un † ont ensuite été suivies par le télescope spatial Hubble.

7.13 La recherche glissante : une nouvelle stratégie de détection

Le principe de cette nouvelle stratégie d'observation est d'observer les mêmes champs à intervalle régulier. Elle permet en particulier d'effectuer la recherche et le suivi photométrique sur les mêmes images avec le même instrument.

La méthode de recherche reste la même, les supernovæ sont détectées sur des soustractions d'images. Cette méthode nous permet de disposer rapidement de références bien plus profondes, les images servant à la recherche sont utilisées par la suite pour construire la référence.

Les recherches effectuées lors du printemps 2002, ont été faites dans les mêmes champs que pour la campagne 2001. Nous disposons donc de références profondes anciennes d'un an pour la recherche (environ 6 heures pour 2 champs).

Dans ce mode, grâce aux observations répétées nous disposons du début de la courbe de lumière de tous les objets détectés, il est donc possible de sélectionner les objets dont la courbe de lumière ressemble à celle d'une supernova et de sélectionner celles-ci dans la phase qui nous intéresse, en l'occurrence la phase de montée de la courbe de lumière.

Les candidats sont toujours sélectionnés suivant les critères précédents (signal sur bruit, taux d'accroissement de lumière,...) mais on demande à avoir des coïncidences avec les observations précédentes. Le signal sur bruit désormais considéré est le signal sur bruit cumulé (quadratiquement) de toutes les détections du même objet sur les soustractions successives.

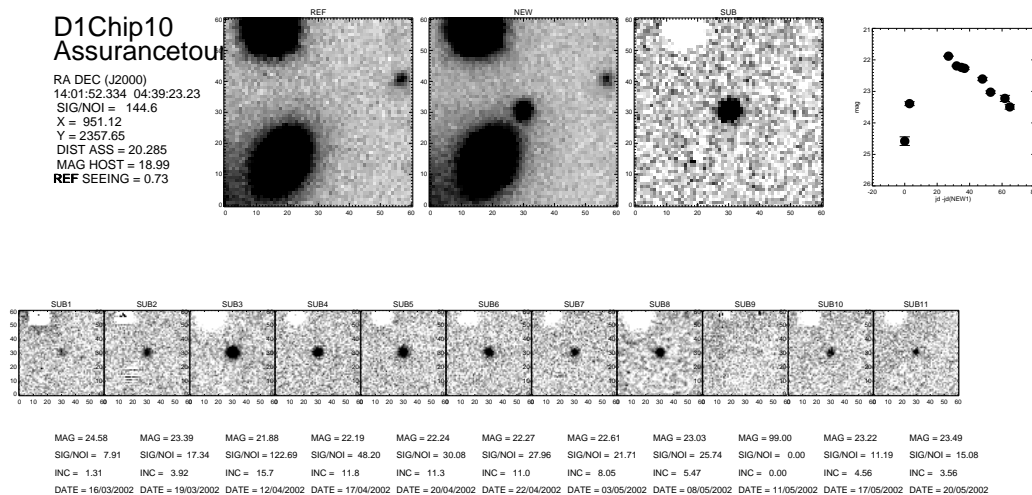


FIG. 7.25 – Supernova découverte en suivie en mode de recherche glissante lors de la campagne de recherche 2002 au CFHT. En haut à droite, la courbe de lumière de cette supernova. La frise au centre présente les détections successifs de cette objets pour des observations étalées entre le 16 mars 2002 et le 20 mai 2002. En dessous de chaque image, les “scores” de chaque détection.

La figure 7.25 présente une supernova découverte lors de la recherche glissante effectuée au CFHT durant le printemps 2002. La courbe de lumière a été construite au fur et à mesure des observations. Cette supernova a été observée spectroscopiquement en avril 2002 par le Keck, son décalage vers le rouge est de 0.28.

Cette première recherche glissante effectuée au CFHT avec la CFH12K a permis de tester grandeur nature cette nouvelle stratégie.

Cette méthode a depuis été mise en place avec succès dans le cadre du du CFHT Legacy Survey

(CFHTLS), large sondage réalisé avec la nouvelle caméra MegaCam montée sur le CFHT et couvrant un degré carré sur le ciel. L'un des objectifs de ce grand sondage est la recherche et le suivi de supernovæ de type Ia afin de mesurer les paramètres cosmologiques. En particulier, l'observation d'une centaine de supernovæ par an pour des décalages vers le rouge compris entre 0.2 et 1 permettra de mesurer l'équation d'état de l'énergie noire.

Les observations ont commencé au mois de mars 2003, et ont permis, durant la période allant jusqu'au mois de septembre 2003, de découvrir et de suivre plus d'une vingtaine de supernovæ de type Ia.

Ce projet devrait dans les 5 ans à venir pouvoir découvrir et suivre plus de 500 supernovæ à l'aide d'un seul et même instrument.

7.14 Conclusion

Nous avons décrit dans ce chapitre la chaîne complète de détection (ToADS) qui nous a permis de découvrir plus d'une dizaine de candidats lors de la campagne de recherche du printemps 2001. Parmi les candidats détectés 4 ont été identifiés comme des supernovæ de type Ia dont une à un décalage vers le rouge de 1.1.

Une version modifiée de ce même code nous a permis au printemps 2002 de faire la première campagne de recherche glissante de supernovæ à grands décalages vers le rouge. Cette campagne de recherche nous a en particulier permis de valider la stratégie de recherche glissante qui est maintenant appliquée dans le cadre du CFHTLS.

Dans la suite, nous détaillerons comment, à l'aide du suivi photométrique, en particulier avec le télescope spatial Hubble, nous avons pu construire les courbes de lumière des supernovæ découvertes lors de la campagne 2001.

Chapitre 8

La photométrie des supernovæ

	The sound of glass Speaks quick Disdain
for leather accrues The miracle of the streets The scents & smog & pollen of existence	And conceals What your eyes fight To explain
Shiny blackness so totally naked she was Totally un-hung-up	She looked so sad in sleep Like a friendly hand just out of reach A candle stranded on a beach
We looked around lights now on To see our fellow travelers	While the sun sinks low an H-bomb in reverse
I am troubled Immeasurably By your eyes	Everything human is leaving her face
I am struck By the feather of your soft Reply	Soon she will disappear into the calm vegetable morass
	The american night, Jim Morrison <i>in</i> Wilderness

Dans cette partie, nous présentons l'étude des courbes de lumière des supernovæ qui ont été découvertes durant la campagne de recherche du SCP du printemps 2001.

Le suivi de ces supernovæ a mobilisé d'importants moyens d'observation au sol et dans l'espace. Aux observations réalisées pour les recherches avec le CFHT et le CTIO (voir le chapitre de détection), se sont ajoutées des observations de grands télescopes comme le NTT¹ (3.6m à La Silla au Chili) et le VLT² (8m à Paranal au Chili) de l'ESO³ et le WHT⁴ (4m). Rappelons que la spectroscopie de ces supernovæ a pris place au Keck (10m a Hawaii) et au VLT.

¹New Technology Telescope

²Pour Very Large Telescope

³European Southern Observatory

⁴William Herschel Telescope aux îles canaries

La contribution principale a été celle du télescope spatial Hubble qui a suivi 5 supernovæ durant la même période. Il a en particulier permis le suivi des deux plus lointaines (2001gn et 2001hb respectivement à des décalages vers le rouge de 1.05 et 1.12).

Les observations de tous les objets étudiés dans ce travail de thèse sont présentées en annexe B.

Dans la suite, nous présentons comment à partir de ces observations, nous avons pu construire les courbes de lumière de ces objets.

Dans un premier temps, nous définirons les notions qui seront utilisées dans ce chapitre en apportant un soin particulier à la signification du terme photométrie.

Dans un second temps, nous montrerons quelle est la problématique de la photométrie des supernovæ. Nous distinguerons en particulier la photométrie mesurée au sol et celle mesurée depuis l'espace en nous attachant à montrer les différences entre les deux approches.

Puis, nous décrirons les méthodes employées pour construire les courbes de lumière, en distinguant à nouveau le traitement des données au sol de celui des données spatiales.

8.1 La photométrie : quelques définitions

On entend par photométrie, l'estimation du flux d'un objet astronomique mesuré à l'aide d'un détecteur de photons. Ce détecteur peut prendre plusieurs formes (l'œil humain, un photomultiplicateur, une plaque photographique, les CCDs,...). Pour plus de détails sur ces différents détecteurs se reporter à Sterken & Manfroid (1992).

Elle comprend généralement deux étapes : la mesure du flux donné par l'instrument (par exemple, un nombre d'électrons pour les CCDs et les photomultiplicateurs) et la calibration de ce flux permettant de corriger pour la transmission et l'efficacité de l'instrument.

Dans cette partie, nous détaillerons la première étape.

Toutes les observations de nos supernovæ ont été faites avec des caméras CCD, nous ne développerons donc que cet aspect de la photométrie.

Les données se trouvent sous la forme d'images digitalisées en deux dimensions. L'unité spatiale est le pixel (les positions sont repérées en fonction du premier pixel en bas à gauche), il contient soit un nombre d'ADU⁵ (Le nombre de coups d'ADC) soit un nombre de photo-électrons (le nombre d'électrons effectivement détectés par le CCD) suivant que l'image a été multipliée ou non par le gain. Cependant, comme nous l'avons vu dans le chapitre de détection, aucune de ces deux unités ne correspond à une mesure physique, c'est l'étape de calibration qui permettra de les réexprimer en unités de flux sur le ciel. L'utilisation des caméras CCD permet d'avoir une bonne résolution spatiale (de l'ordre de la surface couverte par un pixel sur le ciel soit quelques dixièmes de secondes d'arc) et une résolution photométrique ultime (car l'efficacité quantique des CCD est bonne ou très bonne, et leur bruit de lecture en général plus faible que le fond de ciel).

On peut considérer une étoile comme un signal ponctuel : le profil que l'on observe sur les images ne correspond pas à l'extension angulaire réelle de l'objet. Il correspond à la réponse impulsionnelle du système d'observation et de l'atmosphère : sa PSF⁶. Pour les observations depuis le sol, la principale contribution à l'étalement du signal des étoiles est le seeing (voir le chapitre de détection pour la définition). L'échantillonnage spatial (i.e. la taille des pixels) doit en principe permettre de répartir l'image d'une étoile sur plusieurs pixels : on considère comme acceptable une largeur à mi-hauteur d'au moins 2 à 3 pixels. C'est en particulier indispensable pour pouvoir estimer la position d'une étoile ou pour pouvoir rééchantillonner une image sans altérer radicalement la forme des étoiles. Pour mesurer le flux d'une étoile, il faut donc sommer les contributions des pixels touchés.

⁵Analogic Digital Unit

⁶Point Spread Function

Nous pouvons ainsi modéliser une étoile sur une image comme un profil $PSF_{i,j}$ (son intégrale étant normalisée à 1 si l'on intègre jusqu'à l'infini) multiplié par un flux f et la contribution de la lumière du fond de ciel (supposée uniforme ici) b . Le signal observé sur l'image $I_{i,j}$ est donc :

$$I_{i,j} = f PSF_{i,j} + b + \epsilon_{i,j}, \quad (8.1)$$

où $\epsilon_{i,j}$ représente le bruit dans le pixel i, j : $E[\epsilon_{i,j}] = 0, Var(\epsilon_{i,j}) = \sigma_{i,j}^2$.

Nous pouvons ainsi construire un estimateur du flux en utilisant les moindres carrés, le χ^2 s'écrit :

$$\chi^2 = \sum_{i,j} \left(\frac{I_{i,j} - (f PSF_{i,j} + b)}{\sigma_{i,j}} \right)^2 \quad (8.2)$$

Supposons pour simplifier que le flux dans chaque pixel est exprimé en photo-électrons, et que les fluctuations sont poissonniennes (soit en pratique gaussiennes car le bruit de fond de ciel est malheureusement toujours suffisamment grand pour cela). La variance du flux d'un pixel est donc simplement la valeur du flux dans ce pixel, soit :

$$Var(I_{i,j}) = \sigma_{i,j}^2 = f PSF_{i,j} + b \quad (8.3)$$

Le minimum du χ^2 par rapport à f s'écrit :

$$\hat{f} = \frac{\sum_{i,j} PSF_{i,j}(I_{i,j} - b)/\sigma_{i,j}^2}{\sum_{i,j} PSF_{i,j}^2/\sigma_{i,j}^2} \quad (8.4)$$

Il s'agit de l'estimateur optimal du flux d'une étoile, car il atteint la borne de variance minimale.

Cette expression de l'estimateur du flux utilise le flux pour évaluer la variance des pixels impliqués. Cette auto-référence peut paraître artificielle ou inutile dans la mesure où l'on pourrait utiliser la valeur observée de l'image $I_{i,j}$ comme valeur de la variance. Il s'agit en fait d'une erreur qui conduit à un estimateur biaisé du flux, du fait des fluctuations pixel à pixel que présente alors la variance, corrélées (identiques ici) aux fluctuations de l'image elle-même. En pratique, le flux nécessaire à l'évaluation de la variance est calculé sommairement en sommant les pixels de l'objet, de manière à ce que l'image de la variance soit "lisse". Si le flux est faible, on peut tout simplement ignorer la contribution de l'objet au bruit. Incidemment, c'est pour éviter ce biais sur les flux que les cartes de poids que l'on associe aux images ne sont pas construites à partir des valeurs des pixels de ces images.

Cette approche de la photométrie (que l'on a simplifiée ici en supposant la position de l'objet connue) s'appelle photométrie de PSF. Il existe deux cas limites pour lesquels l'estimateur du flux se simplifie : la limite des grands flux où le fond de ciel peut être négligé et la limite des petits flux où la contribution de l'objet au bruit est négligeable devant le fond de ciel. Ils définissent deux régimes extrêmes : la *photométrie d'ouverture* et la *photométrie pesée*.

8.1.1 La photométrie d'ouverture

Si le fond a une contribution négligeable à la variance, on peut récrire 8.4 comme :

$$f = \frac{\sum_{i,j} (I_{i,j} - b)}{\sum_{i,j} PSF_{i,j}} \quad (8.5)$$

C'est la définition de la photométrie d'ouverture. Sa mise en pratique est extrêmement simple, elle consiste à intégrer le flux de l'objet dans un rayon centré sur l'étoile. En pratique, le rayon

d'intégration ne peut être infini (présence d'autres objets, minimisation du bruit intégré,...), le dénominateur permet donc de faire une correction pour les contributions au flux de l'étoile en dehors du rayon d'ouverture : la *correction d'ouverture*. L'usage de cet estimateur photométrique n'est pas restreint en pratique aux grands flux, car il ne nécessite pas la connaissance précise de la PSF (la précision sur les incertitudes est en fait secondaire, pourvu qu'elles soient lisses). L'inconvénient évident est la perte d'optimalité pour les faibles flux.

La variance du flux estimé par photométrie d'ouverture s'écrit :

$$Var(f) = \frac{1}{\left(\sum_{k,l} PSF_{k,l}^2\right)^2} \sum_{i,j} (I_{i,j} + b) \quad (8.6)$$

qui peut se simplifier par :

$$Var(f) = \frac{1}{\left(\sum_{k,l} PSF_{k,l}^2\right)^2} (flux + n\sigma_{fond}^2) \quad (8.7)$$

où n est le nombre de pixels utilisé pour l'estimation et σ_{fond} , les fluctuations du fond de ciel de l'image.

Cette photométrie sera utilisée dans la limite des grands flux.

8.1.2 La photométrie pesée

Si maintenant, on suppose que la variance du flux de l'objet est négligeable devant la variance du fond de ciel, l'estimation du flux devient :

$$\hat{f} = \frac{\sum_{i,j} PSF_{i,j} (I_{i,j} - b)}{\sum_{i,j} PSF_{i,j}^2} \quad (8.8)$$

La variance s'écrit :

$$Var(\hat{f}) = \frac{b}{\sum_{k,l} PSF_{k,l}^2} \quad (8.9)$$

Cette variance ne dépend pas du flux ; l'écart quadratique moyen augmente comme la racine carrée du fond de ciel, et comme la dimension caractéristique de la PSF (i.e. le seeing).

Pour les faibles flux la photométrie pesée est une mesure du flux de l'étoile sur chaque pixel pondérée par le flux attendu dans ce pixel. Notons qu'aucune connaissance préalable de f n'est nécessaire pour évaluer la variance de chacun des pixels. Ici aussi, on doit en pratique limiter l'intégration à une ouverture sur l'objet, sans cependant que cela ait une influence cruciale sur la variance de \hat{f} .

8.1.3 La recette

Il faut donc pour mesurer le flux d'une étoile être capable d'estimer :

1. le fond présent sous l'étoile de manière précise et non biaisée.
2. Le profil des étoiles : la PSF.
3. La position de l'étoile dans l'image de manière à centrer correctement l'ouverture ou le modèle de PSF.

Dans la limite des petits flux, l'estimation sera faite avec la technique de flux de PSF. Pour les grands flux, on utilisera le flux d'ouverture.

Dans le cas des mesures de flux des supernovæ, la présence d'un fond spatialement non constant venant de la galaxie dans laquelle la supernova a explosé apporte une difficulté supplémentaire. Il faut être capable d'estimer puis de soustraire cette contribution. Cela impose en particulier de disposer d'image de référence de la galaxie sans la supernova prise après que la supernova se soit éteinte. En pratique, ces observations sont faites au moins un an après l'observation des supernovæ.

Voyons dorénavant quelles sont les contraintes liées aux observations.

8.2 Qualités et défauts des images de suivi

Nous distinguerons deux cas : les observations au sol et les observations depuis l'espace. Nous montrerons en quoi ces deux d'observations diffèrent et ce qu'elles imposent au niveau de la photométrie.

8.2.1 Au sol

Comme nous l'avons vu, la photométrie au sol pour nos supernovæ impliquent en général deux, trois voir quatre télescopes différents, chacun de ces instruments ayant des caractéristiques différentes. En particulier, varient, la taille des pixels, les conditions atmosphériques (en particulier le seeing) ou la taille du champ d'observation. La figure 8.1 illustre, avec les images d'une même supernova pour trois instruments différents, l'influence du seeing sur la qualité des observations.

Il est donc indispensable si l'on veut pouvoir faire une comparaison des images de suivi aux images de référence profonde d'homogénéiser les images aux mêmes conditions.

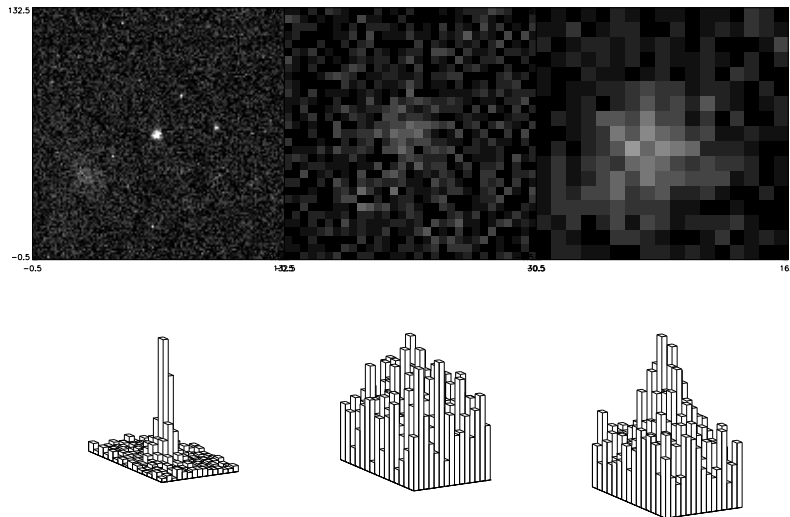


FIG. 8.1 – Illustration des variations de seeing d'un instrument à l'autre. Cette image montre la supernova 1997eq vers son maximum de luminosité. Les trois images du haut sont prises à un jour d'écart avec respectivement la caméra WFPC2 du télescope spatial Hubble, le WIYN et l'INT, la taille du champs est la même pour les trois images. En bas, est représentée la distribution en deux dimensions des pixels centrée sur la supernova pour chaque image.

8.2.2 Dans l'espace

La plus grande partie du suivi a été effectuée à l'aide du télescope spatial Hubble. Malgré la modeste taille de son miroir (2.4m), sa situation au dessus de l'atmosphère en fait l'un des instruments les plus performants pour la mesure de flux stellaire. Nous décrivons maintenant les principaux avantages et inconvénients liés à son utilisation.

8.2.2.1 Avantages

★ Pas ou très peu de fond de ciel

Comme nous l'avons vu, la principale contribution aux erreurs de flux au sol sont les contributions de la lumière du fond de ciel. Même s'il reste un fond de ciel résiduel (en particulier la lumière zodiacale⁷), les contributions du fond de ciel sont en pratique du même ordre de grandeur que le bruit de lecture des CCDs.

Dans le cas d'un objet à grand flux, la photométrie d'ouverture est donc la méthode optimale.

L'étude des objets à petits flux demandent quant à elle une étude plus détaillée, l'estimation du bruit doit prendre en compte les trois contributions : le ciel, le flux de l'objet et bruit de lecture qui ont des contributions du même ordre de grandeur. Dans ce cas, l'estimation doit être effectuée en utilisant l'équation 8.4.

★ Seeing instrumental

Comme nous l'avons vu dans le chapitre de détection, il existe deux contributions à l'étalement du signal des étoiles : l'atmosphère et l'instrument. Dans l'espace, c'est essentiellement la diffraction par l'optique de l'instrument qui détermine le seeing et la PSF. Le profil des étoiles est donc constant d'une observation à l'autre. Ceci permet en pratique de construire des modèles de PSF qui pourront être utilisés lors de la photométrie. Le deuxième avantage est qu'il n'est plus nécessaire d'homogénéiser les PSFs entre les différentes observations. L'analyse est donc simplifiée.

Cependant, la présence des aberrations géométriques qui a entraîné la spectaculaire réparation de l'instrument ont rendu le profil de la PSF relativement compliqué. Ces aberrations ont été corrigées en modifiant l'optique de la caméra WFPC2 de manière à produire des aberrations géométriques de son optique afin de compenser les aberrations du miroir principal.

La figure 8.2 montre la PSF pour la Planetary Camera obtenue grâce au logiciel TinyTim⁸.

★ Instrument unique

Le temps qui nous a été accordé a permis de faire les observations complètes des 6 supernovæ étudiées ici. Les observations ont été faites dans les mêmes conditions avec sensiblement les mêmes pointés. La photométrie est donc faite dans un système homogène, la calibration en est d'autant facilitée.

★ Très bonne calibration

L'instrument WFPC2 a été conçu pour faire de la photométrie de précision en particulier pour faire les mesures de distance d'étoiles céphéides (Freedman et al. 2001). Il a donc bénéficié d'une calibration minutieuse avant son lancement dans l'espace, les transmissions de l'instrument (comprenant les filtres et les CCDs) ont été déterminées et suivies de manière très précise, nous verrons dans la suite que leur utilisation permet de faire des mesures extrêmement précises de flux.

⁷http://www.stsci.edu/instruments/wfpc2/Wfpc2_hand_current/ch6_exposuretime5.html#440925

⁸<http://www.stsci.edu/software/tinytim/tinytim.html>

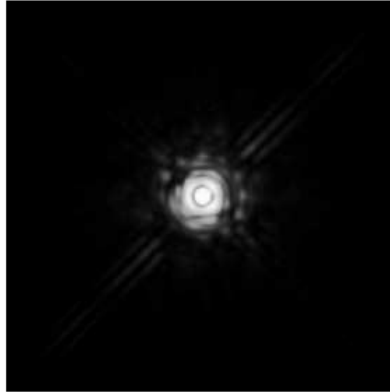


FIG. 8.2 – Cette figure montre le profil spatial d'une étoile pour le télescope spatial Hubble et la Planetary Camera de l'instrument WFPC2. Cette PSF a été simulée à l'aide du logiciel TinyTim dans le filtre F814W au milieu du CCD.

L'instrument ne subit pas les variations de la transmission de l'atmosphère : la calibration ne dépend en principe pas du temps. En pratique, elle dérive lentement (et de manière monotone) du fait de l'irradiation des détecteurs et des filtres.

Cet instrument a bénéficié d'un très important programme de calibration en orbite. En particulier, les points zéros et les termes de couleur ont été déterminés avec une très grande précision (Holtzman et al. (1995a) & Dolphin (2000a)). Ces calibrations sont en bon accord avec les transmissions des filtres déterminées depuis le sol.

La WFPC2 est à ce jour l'instrument de photométrie le mieux compris et calibré.

8.2.2.2 Inconvénients

Comme nous l'avons vu la caméra WFPC2 est donc l'outil idéal pour faire de la photométrie. En pratique, cependant, il existe un certain nombre de contraintes spécifiques au télescope spatial qui rendent la réduction délicate.

★ Nombreux rayons cosmiques

La figure 8.3 montre à quoi ressemble une image après corrections pour l'efficacité des CCDs. Distinguer autre chose que des cosmiques demande un oeil exercé. Cette pollution impose de faire plusieurs poses du même champ pour pouvoir les éliminer.

Le silicium est un excellent détecteur de rayons cosmiques, il n'est donc pas étonnant de constater que la très grande majorité des objets visibles soit la trace de ceux-ci. Le nombre de cosmiques par CCD a été déterminé par Holtzman et al. (1995b), il est de 3600 rayons cosmiques pour un temps de pose de 2000 secondes, ce qui représente un taux d'environ 2 cosmiques par seconde et par CCD. Pour un temps de pose de 2000 secondes, environ 4% des pixels sont touchés par un cosmique. Si on considère deux poses de 2000 secondes, environ 1000 pixels seront affectés sur les deux images, ces

pixels seront donc inutilisables.

Le temps de lecture des CCDs est relativement long : 3 minutes dans le mode normal pour les longs temps d'exposition, de manière à minimiser le bruit de lecture. Ne pas affecter plus de 10% du temps à la lecture impose de ne faire que 2 poses pour une intégration totale d'une heure. Il n'est donc pas possible de multiplier les poses pour éliminer les cosmiques.

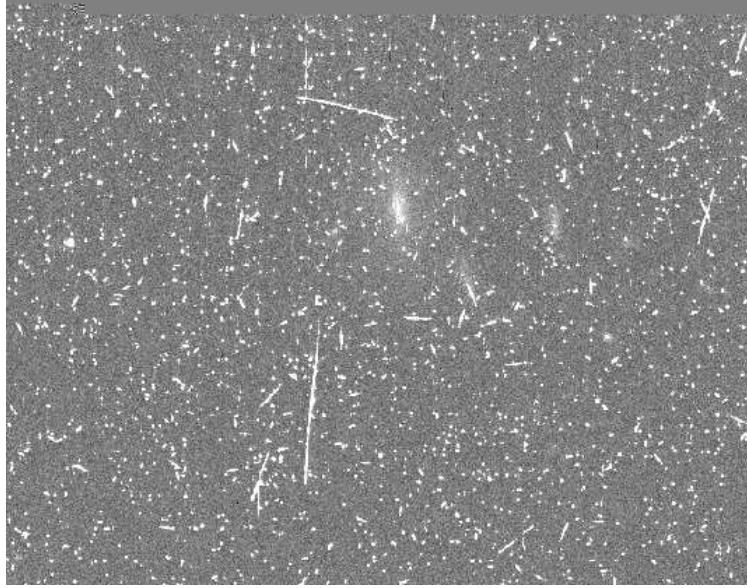


FIG. 8.3 – Image brute de la WFPC2. Cette figure montre le nombre de rayons cosmiques pour un temps de pose typique de 1000 secondes.

★ Vieillessement des caméras et inefficacité de transfert de charge

Des études ont montré et caractérisé les effets de température et de vieillissement de la caméra (Holtzman et al. (1995b)). La caméra est en permanence bombardée de rayons cosmiques qui influent sur les performances de la caméra et entraîne un vieillissement accéléré des CCDs. Le principal effet est une décroissance progressive de l'efficacité de transfert de charge pendant la lecture.

Le problème est posé par un mécanisme de piégeage des charges en raison de la présence d'impuretés chimiques dans le silicium ou d'un mauvais état de surface au niveau des interfaces dû au vieillissement provoqué par les cosmiques.

Cet effet est d'autant plus important que les pixels concernées sont loins de la zone de lecture des CCDs. L'existence de ce problème d'inefficacité de transfert de charge a en parti été résolu par l'abaissement de la température des CCDs Holtzman et al. (1995a).

Malgré tout, ces défauts sont extrêmement bien connus et étudiés, leur influence est prévisible et donc corrigible *a posteriori* pour plus de précision sur ces corrections se reporter à Dolphin (2000a).

★ Taille de champ réduite

Pour la mesure de nos supernovæ, nous utilisons la Planetary Camera. C'est l'un des 4 CCDs de la WFPC2, et elle possède la plus fine pixélisation : un pixel couvre une surface d'un vingtième d'arc seconde carré sur le ciel, et elle couvre au total 800×800 pixels. Si elle permet en pratique de bien échantillonner les étoiles, elle a en revanche un champ pis que modeste : $40'' \times 40''$.

Il est donc très difficile d'utiliser le peu d'objets présents dans le champ pour faire l'alignement des images *a posteriori*. Il faut au moment des observations garder le même pointé entre les différentes poses du champ. Le principal inconvénient est que les zones mortes du CCD seront présentes au même endroit sur le ciel et ne pourront donc pas être éliminées lors du traitement des images : ceci impose de positionner l'objet dont on veut mesurer le flux dans une zone du détecteur loin de tout défaut cosmétique.

★ Distorsions géométriques importantes

Le télescope Hubble a subi des modifications durant l'année 2002, la principale a été la mise en place d'une nouvelle caméra : ACS⁹. Cette caméra a une efficacité de détection bien supérieure à celle de la WFPC2 (dans la bande I, utilisée principalement pour nos mesures, cette efficacité est près de 5 fois meilleure) ; elle possède deux CCDs de très fine pixélisation (la même que pour la Planetary Camera de WFPC2) pour des tailles de 2000×4000 pixels, soit un champ de vue total de plus de 3 minutes d'arcs carrés, soit un champ de vue 4 fois plus grand que la WFPC2, et 25 fois plus grand que la Planetary Camera.

Cette caméra n'a physiquement pas remplacé la WFPC2 mais la caméra FOC¹⁰ en fin de vie. L'emplacement de la nouvelle caméra est relativement loin de l'axe optique du télescope (voir figure 8.5), de larges distorsions sont donc présentes dans ces images comme l'illustre la figure 8.4.

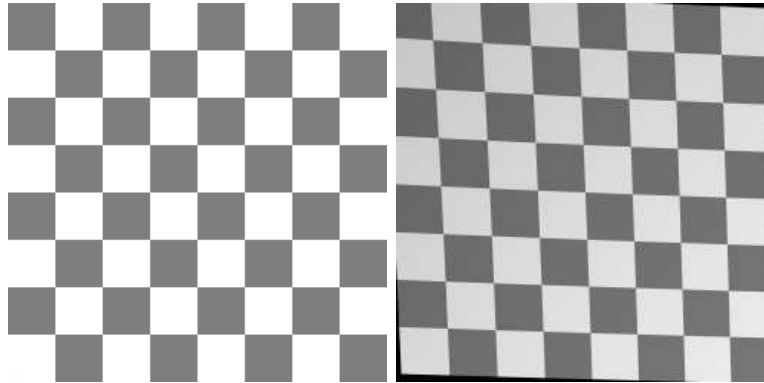


FIG. 8.4 – Distorsions de la caméra ACS. Cette figure montre à droite une représentation du ciel tel qu'il est observable et à droite le même ciel observé avec la caméra ACS.

Cette nouvelle caméra a été utilisée pour prendre les images de référence de nos supernovæ durant l'été 2002 et le printemps 2003, car la WFPC2 s'était encore dégradée depuis 2001. La correction des distorsions optiques est indispensable si l'on veut aligner les images de suivi et ces images de référence.

8.3 Photométrie différentielle et construction des courbes de lumière

Dans cette partie, nous détaillons la construction des courbes de lumière. Dans un premier temps, nous décrivons comment a été déterminée la photométrie au sol par photométrie différentielle et

⁹ Advanced Camera for Surveys

¹⁰ Faint Object Camera

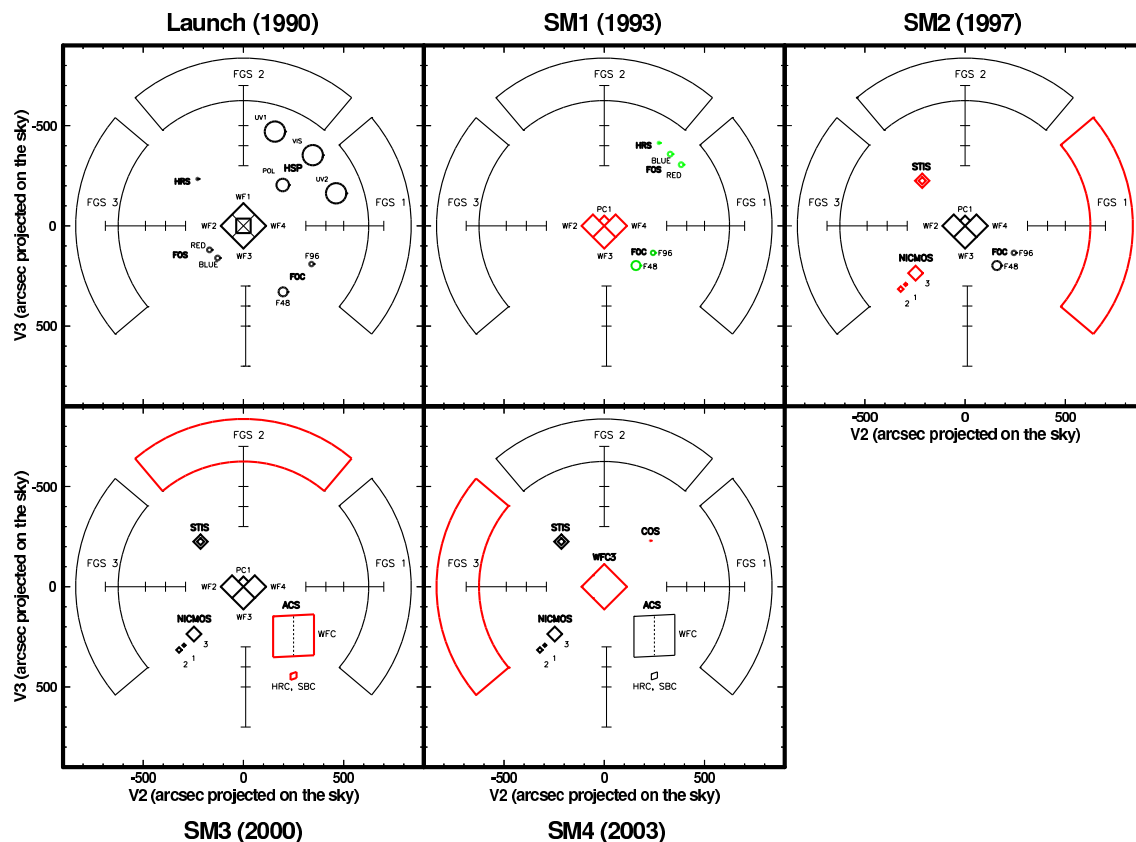


FIG. 8.5 – *Historique des instruments présents au dans le plan focal du télescope spatial Hubble. Cette figure montre en particulier que c'est la caméra WFPC2 qui est au foyer du télescope. La nouvelle caméra ACS est décalée par rapport à ce point. Les images obtenues avec cette instrument présentes donc de larges distorsions.*

harmonisation de PSFs. Dans un second temps, nous expliquons comment a été déterminée la photométrie avec le télescope Hubble.

Ce travail a été réalisé par Sébastien Fabbro, pour de plus amples détails, se rapporter à sa thèse (Fabbro (2001)). Nous nous contenterons dans la suite d'une rapide description.

8.3.1 Au sol

Comme nous l'avons vu les deux principales difficultés de la photométrie au sol sont la présence d'un fond non constant sous la supernova (la galaxie hôte), la variation de la transmission des systèmes d'observation (télescope, instrument, filtre et atmosphère) et les variations de PSF.

Les premières étapes de réduction sont en tout point identiques à celles de la recherche (chapitre 7). Elles vont nous permettre à partir des images brutes de construire les images qui seront ensuite utilisées pour la photométrie.

Nous les énumérons les principales étapes de la réduction pour rappel :

1. correction pour l'efficacité quantique des CCDs ("flatfielding") et indexation des images.
2. Construction des catalogues de photométrie et soustraction du fond en utilisant le logiciel SExtractor (Bertin & Arnouts (1996)).

3. Construction des cartes de poids.
4. Alignement et rééchantillonnage de toutes les images sur une référence géométrique commune sur la grille de pixel de la référence géométrique. Cette référence géométrique est choisie comme l'image de meilleur seeing pour le lot d'image de plus petits pixels.
5. Coaddition des images d'une même nuit et d'un même filtre.

Nous disposons dès lors des images sommées pour chaque nuit et dans chaque filtre, alignées entre elles avec des pixélisations identiques.

Nous voulons estimer le flux de la supernova sur chaque image. L'image sommée est la somme du fond galactique $Gal_{i,j}$, de la supernova, *i.e.* une PSF multipliée par un flux : $f_l PSF_{i,j}$ et enfin les fluctuations $\epsilon_{i,j}$ du fond de ciel b (le fond de ciel a été soustrait du prétraitement des images). Une image $I_{i,j}^l$ s'écrit donc comme la somme de ces différentes composantes :

$$I_{i,j}^l = Gal_{i,j}^l + f_l PSF_{i,j}^l + \epsilon_{i,j}^l \quad (8.10)$$

et sa variance (sous l'hypothèse d'une image en photo-électrons) :

$$Var(I_{i,j}^l) = b_l + Gal_{i,j}^l + f_l PSF_{i,j}^l \quad (8.11)$$

En général, les PSFs et le modèle de galaxie seront différents d'une nuit à l'autre à cause des effets de seeing. Pour pouvoir estimer le flux de la supernova, il faut dans un premier temps amener toutes les images à la même résolution.

Cette harmonisation des PSFs est faite de manière strictement identique à la méthode employée lors de la recherche. On recherche un noyau de convolution K qui permet d'amener l'image de meilleure sur l'image de moins bonne résolution. Si l'on considère l'image de meilleur seeing $I_{i,j}^{best}$, on peut donc exprimer une image comme :

$$I_{i,j}^l = I_{i,j}^{best} \otimes K_l \quad (8.12)$$

On peut donc réexprimer, l'image d'une nuit courante comme :

$$I_{i,j}^l = Gal_{i,j}^{best} \otimes K_l + f_l PSF_{i,j}^{best} \otimes K_l \quad (8.13)$$

La connaissance de la PSF de l'image de la nuit de meilleur seeing et des noyaux de convolution permet donc en principe d'estimer le flux de la supernova pourvu que l'on dispose d'une image de référence de bonne qualité, *i.e.*, où le bruit peut être négligé, cette image servant de modèle de galaxie. En pratique, même si les images de référence bénéficient d'un temps d'exposition conséquent, permettant d'avoir des images de bonne qualité, la qualité est cependant insuffisante pour ce genre d'estimation. L'estimation est donc faite par moindres carrés.

La structure de la galaxie est difficile à modéliser, de plus, pour les supernovæ lointaines, elle est bien souvent non résolue sur l'image de référence. La méthode employée est donc un ajustement de tous les pixels de la galaxie sur toutes les images, y compris celles de suivi.

La minimisation est faite par rapport aux paramètres suivant :

1. Le flux f_l de la supernova pour chaque nuit.
2. La position de la supernova qui est supposée constante d'une nuit à l'autre.
3. Les pixels de la galaxie (supposés constants).

Ceci est fait dans chaque filtre, la contribution de la galaxie étant significativement différente suivant la couleur considérée. Pour contraindre l'ajustement, le flux de la supernova supposé nul lors

de l'ajustement pour les images de référence d'où la supernova a disparu (les références sont prises en général un an ou plus après le suivi de la supernova).

Le résultat de cette minimisation est un fichier par filtre qui contient les flux de la supernova et leur erreurs pour les différentes nuits de suivi, les dates juliennes et le nom de l'image de la nuit correspondante. Elle fournit aussi un fichier contenant la matrice de covariance entre les différentes mesures du flux.

La figure 8.6 représente la courbe de lumière d'une supernova qui a bénéficié d'un large suivi au sol. La figure représente l'évolution du flux en fonction de la date julienne¹¹. L'unité pour les flux est l'unité photométrique de l'image de la nuit de meilleur seeing.

Le cadre du bas de la figure présente une estimation des erreurs systématiques faites sur des objets fiduciels. Pour chaque objet fiduciel, on ajuste de manière simultanée le fond constant et un flux de PSF, de manière strictement identique à l'ajustement de la courbe de lumière de la supernova. L'unique différence est que la position de la PSF est fixée *a priori* et ne sera pas ajustée.

Excepté pour les objets variables du champ, le flux estimé par cette méthode doit être en moyenne nul. Les estimations sur les objets fiduciels permettent de tester la méthode et de contrôler les biais qui pourraient venir altérer la mesure. On ne voit pas de biais systématique en fonction du fond de ciel, du seeing des images des différentes nuits. La méthode semble donc robuste et optimale. Elle a donc été choisie pour construire les courbes de lumière pour les points mesurés au sol des supernovæ de notre lot d'étude.

A cette étape de l'analyse, les courbes de lumière sont encore dans des unités arbitraires.

Nous verrons dans la suite comment cette courbe de lumière est calibrée de manière à passer dans le système standard de magnitudes.

★ Réduction des supernovæ de la campagne du printemps 2001

Les 6 supernovæ de notre lot présentent plusieurs mesures faites depuis le sol, en particulier, les images qui ont permis de les détecter, les points correspondants dans la courbe de lumière sont primordiaux car ils sont avant le maximum de luminosité. Ils permettent en particulier d'avoir une estimation beaucoup plus précise des paramètres de la courbe de lumière (le facteur d'étirement et le jour du maximum).

Comme nous l'avons vu lors du chapitre de détection les observations de recherche sont faites en deux temps : la période de référence et la période de recherche. Ces deux périodes sont généralement séparées d'environ trois à quatre semaines. Dans notre cas, la durée a été de 20 jours, il était donc fort probable que de la lumière de la supernova soit déjà présente sur l'image de référence. Pour l'estimation de la courbe de lumière, il était indispensable de disposer d'images de référence sans la supernova.

Les champs choisis pour la campagne 2001 étaient en partie les mêmes que pour la campagne de recherche 2000 et 2002 effectués au CFHT. Ces images ont donc été utilisées comme référence pour construire les courbes de lumière au sol des supernovæ CFHT.

Pour les supernovæ découvertes au CTIO, les champs observés en 2001, ont à nouveau été observés lors de la campagne 2002 avec le CTIO. Quelques observations complémentaires ont été effectuées avec le VLT, en particulier, pour les références en R de 2001gq.

¹¹La date julienne est le nombre fractionnaire de jours écoulés depuis le 1^{er} janvier de l'an de grâce -4712 à midi, date qui fera marque dans l'histoire de l'astronomie. Cette période julienne a été introduite par l'astronome Scaliger en 1583. Il nomme " julienne " cette numérotation par analogie avec l'année julienne. On parle aussi de date julienne modifiée qui est la date julienne retranchée de 2 400 000. Pour plus de précision, se reporter à <http://www.atco-fr.com/jourjulien/jourjulien.htm>

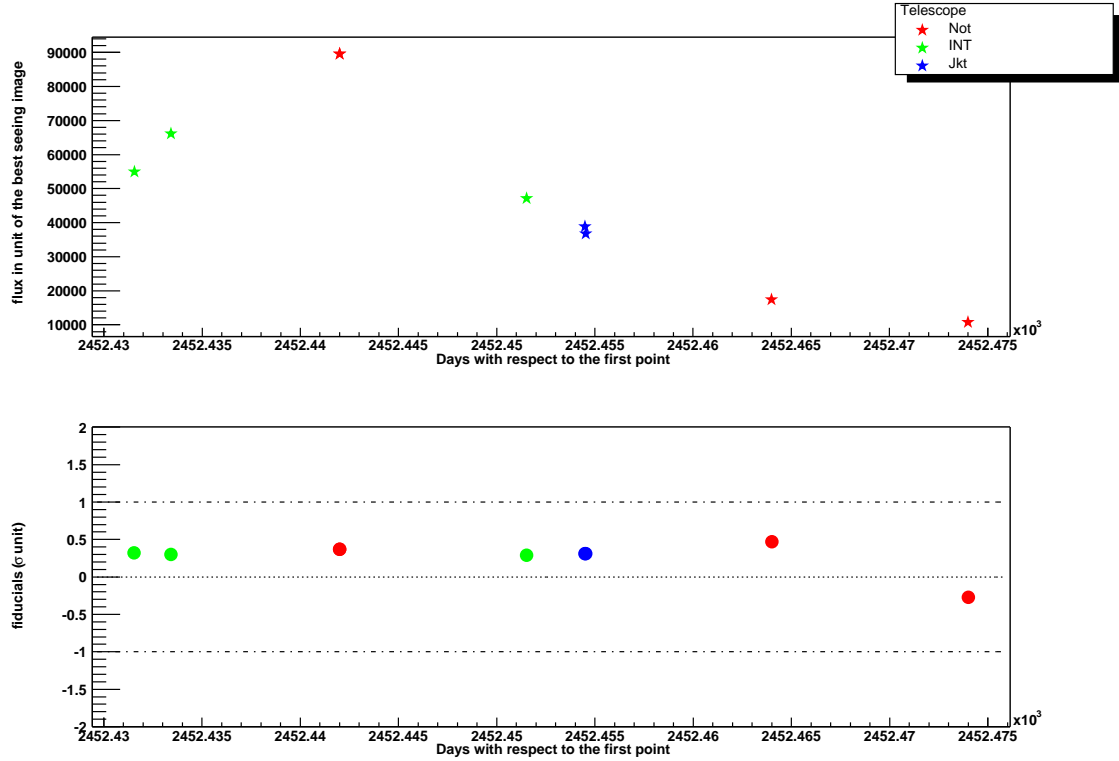


FIG. 8.6 – Cette figure représente la courbe de lumière en flux d’une supernova découverte lors d’une campagne de recherche de supernovæ à décalage vers le rouge intermédiaire, son décalage vers le rouge est de 0.18. La courbe de lumière a été obtenue à partir d’observations faites durant l’été 2002 à l’INT¹⁵ pour la recherche et la confirmation, au JKT¹⁶ et au NOT¹⁷ pour le suivi. La courbe de lumière (cadre du haut) a été obtenue par ajustement simultané. En bas, est présentée une moyenne des résidus estimée sur les objets fiduciels en unités de σ . Pour plus de détails, se référer au texte.

Collecte des images et prétraitement Ces observations représentent en tout plus d’une centaine d’images par supernova provenant de 5 télescopes différents (CFHT, VLT, NTT, CTIO, WHT).

Les images venant du CFHT ont été corrigées pour l’efficacité quantique des CCDs, puis défrangées par nos soins en utilisant des cartes de franges et d’efficacité quantique construites à partir d’un très grand nombre d’images de sciences et du ciel de crépuscule (plus d’une centaine). La carte d’efficacité quantique employée a été celle construite à partir des images de sciences et non pas des images de crépuscules. Ce détail aura une implication importante au moment de la calibration.

Les images venant des autres télescopes ont été fournies déjà corrigées par nos collaborateurs du SCP au LBL¹⁸. Il a donc fallu les adapter pour les installer dans notre système d’indexation d’images.

Elles ont ensuite été traitées suivant la méthode décrite auparavant pour construire les courbes de lumière.

Un exemple de courbe de lumière au sol est présenté figure B.12.

Les observations au sol ainsi que les courbes de lumière de toutes les supernovæ sont détaillées dans l’annexe B.

¹⁸Lawrence Berkeley Laboratory

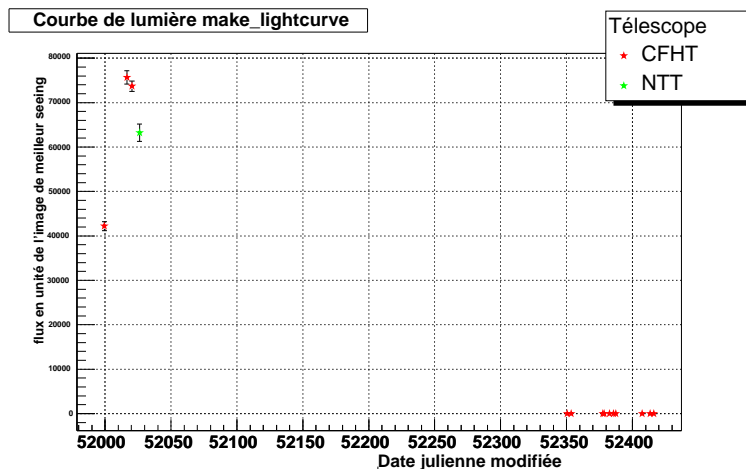


FIG. 8.7 – Courbe de lumière au sol de 2001go obtenue par ajustement simultané de la galaxie et de la PSF. Les flux sont exprimés en unités de flux de l'image de la nuit de meilleur seeing, l'axe des temps est exprimé en date julienne.

8.3.2 Dans l'espace

Les supernovæ étudiées dans cette thèse ont principalement été suivies à l'aide de l'instrument WFPC2.

8.3.2.1 Les observations

Les supernovæ les plus proches (avec des décalages vers le rouge autour de 0.5, 2001go, 2001gq et 2001gy) ont été suivies dans les deux filtres F675W et F814W¹⁹ qui correspondent aux bandes R et I. 2000fr a en outre bénéficié d'un suivi dans le filtre F555W (qui correspond à la bande V). Les supernovæ les plus lointaines (2001gn et 2001hb) ont quant à elles été suivies dans les filtres F814W et F850LP. Les supernovæ les mieux suivies ont été observées à 5 périodes différentes, les moins bien observées ont bénéficié de 3 périodes d'observations. Pour les détails des observations, on se référera à l'annexe B.

Ces supernovæ ont été découvertes autour du 20 avril 2001 (excepté 2000fr qui a été découverte en avril 2000) et ont bénéficié d'identification spectroscopique les jours suivants (autour du 25 avril). Les premières observations étaient projetées pour les 30 avril et 1^{er} mai 2001, mais un problème dans le guidage du télescope n'a pas permis d'effectuer ces observations. Le suivi n'a commencé que le 7 mai et s'est prolongé jusqu'au 18 juin.

Les observations ont toutes été effectuées dans la Planetary Camera (PC) qui possède la plus fine pixélisation et donc un meilleur échantillonnage spatial de la supernova et de sa galaxie hôte. En outre, pour réduire les effets d'inefficacité de transfert de charges, les supernovæ ont été observées dans la partie basse du CCD, proche de l'amplificateur de lecture. Enfin, la zone a été choisie de telle manière à éviter tous les défauts connus du CCD.

¹⁹ filtres à large bande passante ; le nombre correspond à la longueur d'onde moyenne du filtre en nanomètres, ce sont deux filtres à large bande passante.

8.3.2.2 Collecte et prétraitement des images

Les principales étapes de prétraitement des images sont effectuées directement après les observations par les chaînes de traitement du STScI²⁰. Les images fournies sont corrigées pour l'efficacité quantique des CCDs et pour le biais. Les fichiers reçus sont donc sous la forme d'images FITS flat-fieldées contenant les 4 images correspondant aux 4 CCDs. Ce fichier est accompagné d'un fichier de qualité qui étiquette les pixels à problème (pixels chauds, pixels morts,...). Pour plus de détails, on pourra se reporter au manuel de la WFPC2²¹.

8.3.2.3 Traitement des images et indexation des images

Les données issues de la préréduction ne sont pas sommées. Comme nous l'avons vu, il faut absolument identifier les rayons cosmiques pour élimination. La coaddition a été effectuée à l'aide du paquetage IRAF²² `crrej`²³ développé au STScI. Il produit les images coadditionnées et élimine les rayons cosmiques.

Finalement, les images ont été indexées dans notre base de données. Les fichiers contenant les images ont été séparés pour produire des images individuelles correspondant au 4 CCDs composant la mosaïque.

Comme nous l'avons, les supernovæ ont toutes été suivies à l'aide la Planetary Camera. C'est donc spécifiquement ce CCD qui a été étudiée. Dans la suite nous présentons le logiciel de réduction spécifique HuPhot²⁴ que nous avons développé au LPNHE pour effectuer la photométrie des supernovæ de notre lot. Ces outils logiciels (codés en C++) ont été construits sur la boîte à outils ToADS que nous avons présentée lors du chapitre de détection. Ils en utilisent principalement les outils de traitement d'images FITS et de liste de photométrie.

En outre, cet outil utilise les bibliothèques ROOT²⁵ pour permettre l'accès et la visualisation des données.

8.3.3 La photométrie spatiale avec HuPhot

HuPhot a pour principal objectif la mesure de flux de supernovæ observées avec la caméra WFPC2.

Nous présenterons dans un premier temps les méthodes et les performances des estimations de flux de HuPhot pour deux types de photométrie : la photométrie d'ouverture et la photométrie optimale donnée par l'équation 8.4.

Ensuite, nous présenterons les différentes corrections qui doivent être apportées à ces mesures de flux.

Enfin, nous aborderons l'estimation de la photométrie des supernovæ par photométrie différentielle après avoir décrit les contraintes liées aux observations.

8.3.3.1 La photométrie avec HuPhot

Les outils de photométrie de HuPhot ont été construit en utilisant les algorithmes décrits dans Naylor (1998). Ils mettent en application l'équation 8.4 que nous avons dérivé plus haut.

²⁰Space Telescope Science Institute

²¹http://www.stsci.edu/instruments/wfpc2/Wfpc2_dhb/WFPC2_longdhubcover.html

²²Image Reduction and Analysis Facility développé par le NOAO National Optical Observatories dont les sources sont disponibles sur la page web : <http://iraf.noao.edu/>

²³pour cosmic ray rejection

²⁴Pour Hubble PHOTometry

²⁵disponible à l'adresse <http://root.cern.ch/>

Pour mettre en application, ces méthodes nous avons utilisé les PSFs synthétiques produites par le logiciel TinyTim. Ce logiciel permet de simuler la PSF d'une étoile suivant :

1. Le CCD considéré, et la position dans celui-ci (la taille des pixels ou les distorsions varient suivant le CCD).
2. Le filtre d'observation, en particulier, les PSFs sont plus étroites en ultra-violet que dans les filtres visibles Holtzman et al. (1995b). En effet, l'étalement de la PSF est principalement dû à la diffraction par l'instrument, la diffraction sera plus importante à grande longueur d'onde. Un deuxième phénomène étale de manière importante la PSF : la diffusion des électrons dans les pixels adjacents. Les CCDs de la WFPC2 sont éclairés par l'avant, les photons bleus interagiront donc dans le silicium plus tôt et donc plus proches de la zone de collection des électrons (Figure 8.8). La diffusion des électrons vers les pixels adjacents et l'étalement de la PSF seront donc moins importants.
3. Le spectre de l'objet (qui a en pratique une influence mineure).

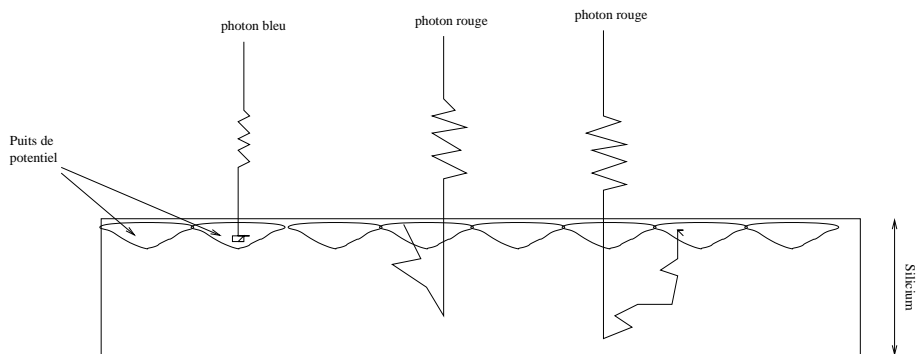


FIG. 8.8 – Interaction des photons dans un CCD éclairé par l'avant. Nous avons représenté un photon bleu dont l'interaction se fait tôt et donc proche de la zone de capture des électrons et deux photons rouges dont l'interaction a lieu plus profond dans le silicium. Pour ceux-ci, la probabilité de dériver vers les puits de potentiel adjacents (correspondant aux pixels adjacents) est donc plus importante. La diffusion est donc plus importante dans le rouge. Dans le cas d'un CCD éclairé par l'arrière, la zone de capture des électrons est en bas du silicium. Ce sont les photons bleus qui seront alors les plus diffusés.

Nous avons donc simulé pour chaque filtre utilisé pour l'observation de nos supernovæ²⁶, une série de PSFs pour couvrir tout le champ de la caméra PC (une PSF a été construite tous les 50 pixels dans chaque direction).

Le logiciel TinyTim produit deux types de PSF :

1. Des PSFs à la pixélisation normale centrée sur le milieu du pixel.
2. Des PSFs suréchantillonnées jusqu'à 10 fois.

Nous avons donc choisi d'utiliser les PSFs sur-échantillonnées de manière à pouvoir aligner la grille de pixels de la PSF de la manière la plus précise possible sur la grille de pixels de données.

★ Alignement de la PSF et estimation de la position

L'estimation de la position est primordiale dans l'estimation du flux. L'influence est minime si l'on

²⁶F555W, F675W, F814W et F850LP

considère une photométrie d'ouverture de grand rayon. En revanche, elle devient cruciale lorsque l'on fait de la photométrie de PSF.

En effet, une mauvaise estimation de la position donnera plus de poids à des pixels de moindre flux et un poids plus important à des pixels de moindre flux donnant une estimation biaisée vers le bas du flux de l'objet considéré.

La méthode employée ici est une estimation de la position de l'objet en calculant un barycentre pesé de l'image :

$$\hat{x} = \frac{\sum_{i,j} i I_{i,j} \omega_{i,j}}{\sum_{i,j} I_{i,j} \omega_{i,j}} \quad (8.14)$$

$$\hat{y} = \frac{\sum_{i,j} j I_{i,j} \omega_{i,j}}{\sum_{i,j} I_{i,j} \omega_{i,j}} \quad (8.15)$$

Où $I_{i,j}$ est le signal sur l'image avec fond de ciel soustrait, i et j les indices des pixels et $\omega_{i,j}$ le poids du pixel.

Le poids optimal pour l'estimation des positions est donné par Irwin (1985). Il dépend du flux de l'objet et de la dérivée de la PSF par rapport à la coordonnée considérée. En première approximation, le profil des étoiles est gaussien, la PSF est donc une bonne approximation de sa dérivée.

Dans cette approximation, le poids $\omega_{i,j}$ s'écrit :

$$\omega_{i,j} = \frac{f \text{PSF}_{i,j}}{f \text{PSF}_{i,j} + b} \quad (8.16)$$

où b est toujours la variance du fond de ciel. Remarquons que le poids dépend de \hat{x} et \hat{y} , et que l'on n'a donc qu'une définition implicite de l'estimateur de position.

HuPhot utilise cet algorithme pour l'estimation des positions, en utilisant un barycentre comme point de départ. On peut ensuite aligner convenablement la PSF discrétisée sur les pixels de l'image, évaluer les poids et estimer une nouvelle position. On itère ce processus jusqu'à convergence.

Dans ce processus, la PSF est rééchantillonnée et centrée à chaque itération sur la position estimée. A la fin du processus, nous disposons d'une estimation des positions ainsi que d'un modèle de PSF aligné sur l'étoile considérée. Ce modèle sera utilisé pour l'estimation des flux.

★ Estimation des flux

Nous pouvons maintenant appliquer l'équation 8.4 qui nous donnera le flux optimal.

On peut se demander comment cette approche "fractionnée" (position, puis flux) se compare à une estimation simultanée de ces paramètres, par exemple par le maximum de vraisemblance, qui se réduirait ici à des moindres carrés. De fait, la résolution des équations normales de l'ajustement de PSF global (position et flux simultanément) par la méthode de Gauss-Newton se ramène essentiellement aux deux filtrages que nous avons décrits.

★ Simulation et performance de la photométrie de HuPhot

Pour tester la photométrie de HuPhot, nous avons créé à partir des PSFs fournies par TinyTim, un simulateur d'image de la Planetary Camera. Nous avons pris en compte dans cette simulation les fluctuations de fond de ciel et le bruit de lecture (typiquement 50 et 5). Notre but étant de valider nos programmes d'estimation des flux et des positions, nous n'avons pas simulé les problèmes liés au transfert de charge.

Les PSFs ont été placées sur un damier sur les images, suffisamment espacées pour éviter les recouvrements, les positions ont été tirées au hasard autour de la position choisie sur le damier de

façon à couvrir le maximum de réalisation de l'échantillonnage de la PSF. Pour augmenter le nombre d'événements, nous avons simulé sur une image de 2000×2000 pixels. La PSF par défaut étant la PSF de la position (50, 50).

Les flux ont quant à eux été tirés entre des valeurs de 0 et 10000 photo-électrons (les valeurs typiques des flux des supernovæ sont entre 1000 et 10 000 photon-électrons).

Enfin, nous avons reconstruit les flux et les positions des objets simulés en utilisant l'estimation pesée pour la position. Nous avons reconstruit le flux de deux manières : par ajustement de la PSF et par flux d'ouverture.

Ajustement de PSF La technique est comme suit :

1. Estimation de la position par barycentre pesé.
2. Alignement de la PSF sur l'étoile.
3. Estimation du flux et de l'erreur.

La figure 8.9 montre que Huphot est capable de reconstruire les flux des étoiles de manière non biaisée et d'estimer les erreurs de manière correcte. La figure 8.11 montre que la reconstitution demeure non biaisée pour les petits flux. Enfin, la figure 8.10 nous indique que les positions sont correctement reconstruites avec une précision de 0.15 pixels en moyenne, qui correspond à une précision de $0.007''$.

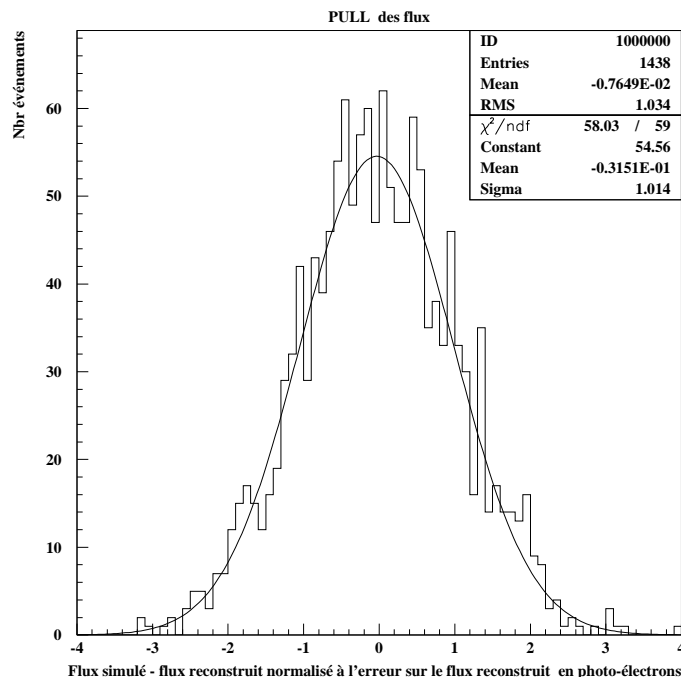


FIG. 8.9 – Cette figure montre le “PULL” de l’estimation des flux, c’est à dire les résidus d’estimation normalisés à leur incertitude. Nous obtenons, une gaussienne centrée de sigma autour de 1, ce qui indique que la reconstitution des flux est non biaisée et que les erreurs sont correctement évaluées.

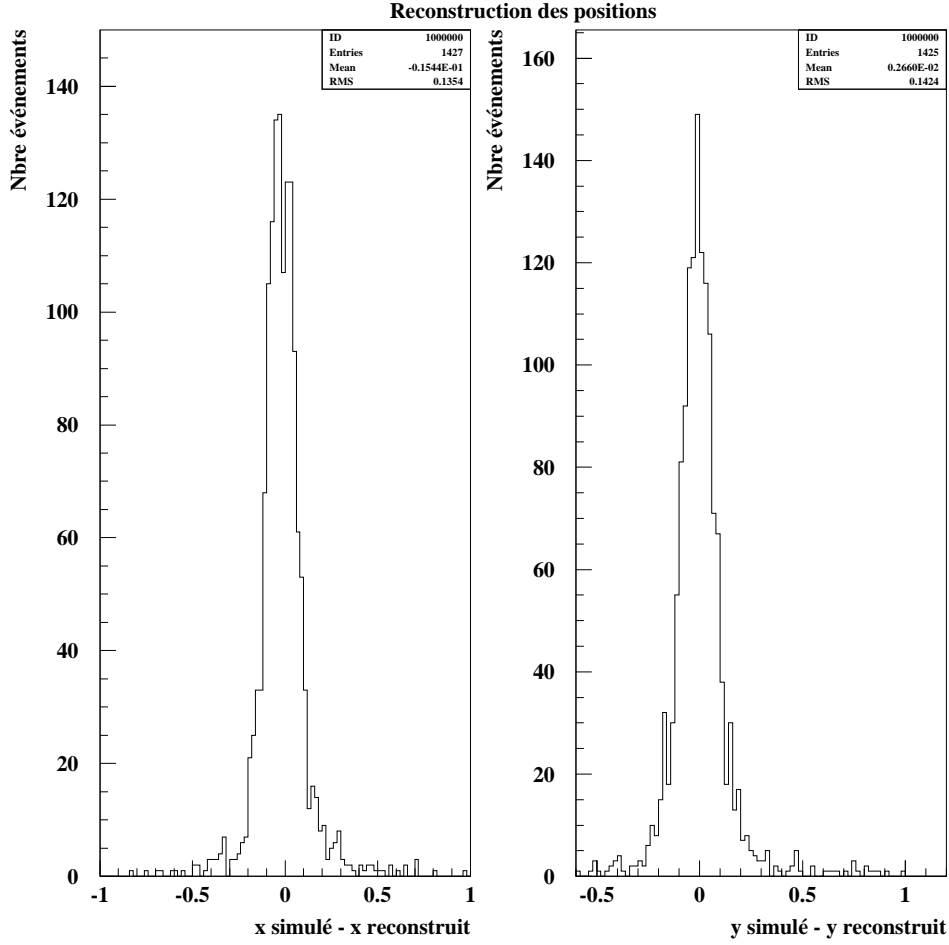


FIG. 8.10 – Cette figure montre les résidus de reconstruction des positions des étoiles par estimation d'un barycentre pesé par un modèle de PSF. Les résidus sont en moyenne nul, la dispersion d'environ 0.15 pixels soit 0.007".

Flux d'ouverture Les flux ont aussi été estimés en utilisant un flux d'ouverture. Nous avons choisi plusieurs rayons d'ouverture de manière à déterminer le flux efficace.

La technique est comme suit :

1. On estime la position de l'objet par barycentre pesé.
2. On centre l'ouverture sur la position déterminée.
3. On intègre le flux à l'intérieur du rayon d'ouverture.
4. On estime l'erreur.
5. On intègre dans le même rayon d'ouverture et avec la même procédure la PSF rééchantillonnée à la position de l'objet.
6. On corrige pour le flux en dehors du rayon.

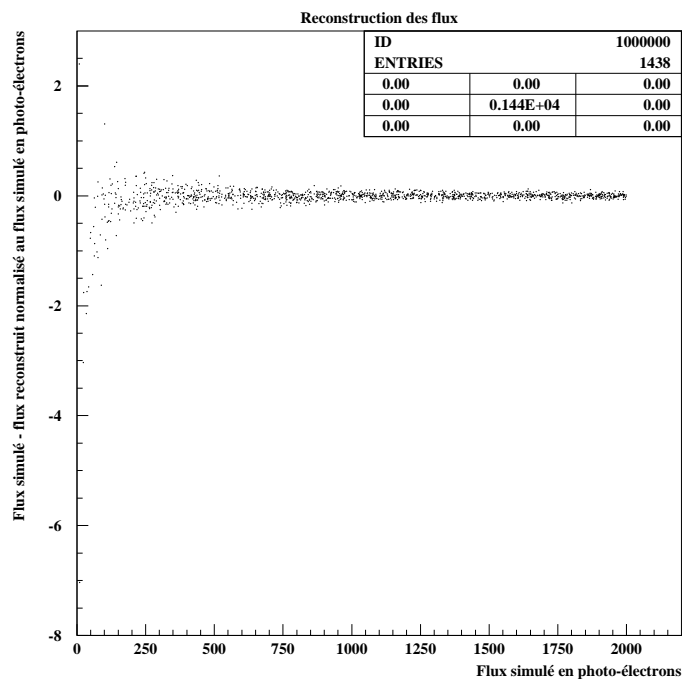


FIG. 8.11 – Cette figure montre le résidu de l'estimation du flux en fonction du flux simulé. Il n'apparaît pas de biais systématique. En particulier, l'estimation du flux reste non biaisée à petit flux

La figure 8.12 montre que la reconstruction des flux par photométrie d'ouverture est peu biaisée (moins de 0.5%) et que les erreurs sont correctement estimées (le pull a un écart-type de 1).

Comparaison des méthodes La figure 8.13 montre les erreurs photométriques attendues en fonction du flux simulé. Nous voyons que pour des flux supérieurs à 6000 électrons (le flux typique de nos supernovæ à des décalages vers le rouge autour de 0.5) les erreurs pour les deux méthodes sont comparables. Nous utiliserons donc des flux d'ouverture non biaisés dans cette configuration.

La correction pour les inefficacités de transfert de charge Pour corriger des inefficacités de transfert de charge, nous avons suivi les prescriptions de Dolphin (2000a). Nous avons vérifié que la procédure de correction donnait le même résultat que le simulateur mis en ligne par l'auteur de l'article²⁷.

Voyons comment ces méthodes s'appliquent dans la réalité.

★ Sur de vraies étoiles

Comme nous l'avons vu, en principe, la photométrie par ajustement de PSF est la plus précise. Cependant, cette méthode repose sur une connaissance très précise de la PSF.

Nous avons donc testé l'estimation de l'ajustement de PSF dans le cas de vraies étoiles présentes dans les champs de nos supernovæ sur la Planetary Camera.

²⁷http://www.stsci.edu/instruments/wfpc2/Wfpc2_cte/wfpc2_cte_calc1.html

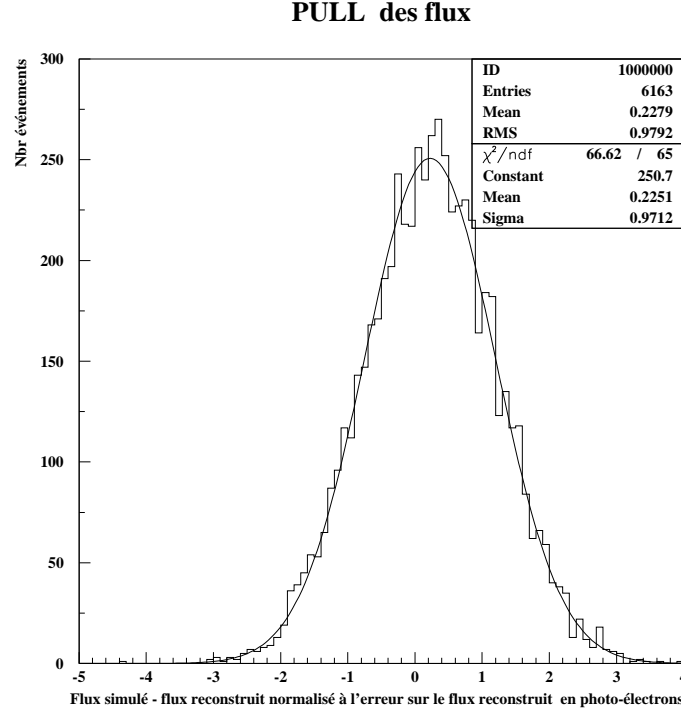


FIG. 8.12 – “Pull” de la reconstitution des flux par flux d’ouverture pour une image de la Planetary Camera simulée par HuPhot.

La figure 8.14 et 8.15 montre les résidus de l’ajustement d’une PSF sur une étoile brillante et sur une étoile faible. Nous voyons qu’il reste d’importants résidus au niveau du coeur de l’étoile pour l’étoile brillante. Ces résidus sont jusqu’à 10 fois plus grands que l’erreur attendue. Ces résidus ne présentent pas de structures géométriques claires indiquant une mauvaise estimation de la position²⁸.

Nous avons donc tenté de modifier le modèle afin de mieux reproduire les PSFs observées. Pour cela nous avons modifié le noyau de convolution qui est appliqué après le rééchantillonnage à la pixélisation normale de la PSF. Ce noyau de convolution permet de prendre en compte les diffusions de charge dans la caméra d’un pixel considéré vers ces plus proches voisins (de l’ordre de 5% pour les pixels adjacents). La caméra vieillissant, la qualité des CCDs se détériore et entraîne en principe une augmentation des transferts. Nous avons donc essayé des noyaux avec une diffusion plus importante mais sans résultat, les résidus sont généralement du même ordre de grandeur. De plus, pour des noyaux à forte diffusion, nous voyons apparaître des oscillations concentriques indiquant une correction trop importante.

Une dernière correction pourrait être apportée. La correction de l’inefficacité de transfert de charge de chaque pixel avant l’ajustement. Cependant, les effets pour les pixels de même ligne sont négligeables, il pourrait avoir un effet mesurable sur les colonnes. Cette voie n’a pas été étudiée plus avant dans cette analyse.

TinyTim ne permet donc pas de produire des modèles de PSFs suffisamment précis pour reproduire les profils observés pour les étoiles brillantes. L’utilisation de ces PSFs introduisant en pratique une sous-estimation du flux entre 5 et 10%.

²⁸Les mauvaises estimations de position sont caractérisées par des structures en “ying-yang”

Comparaison des erreurs photométriques

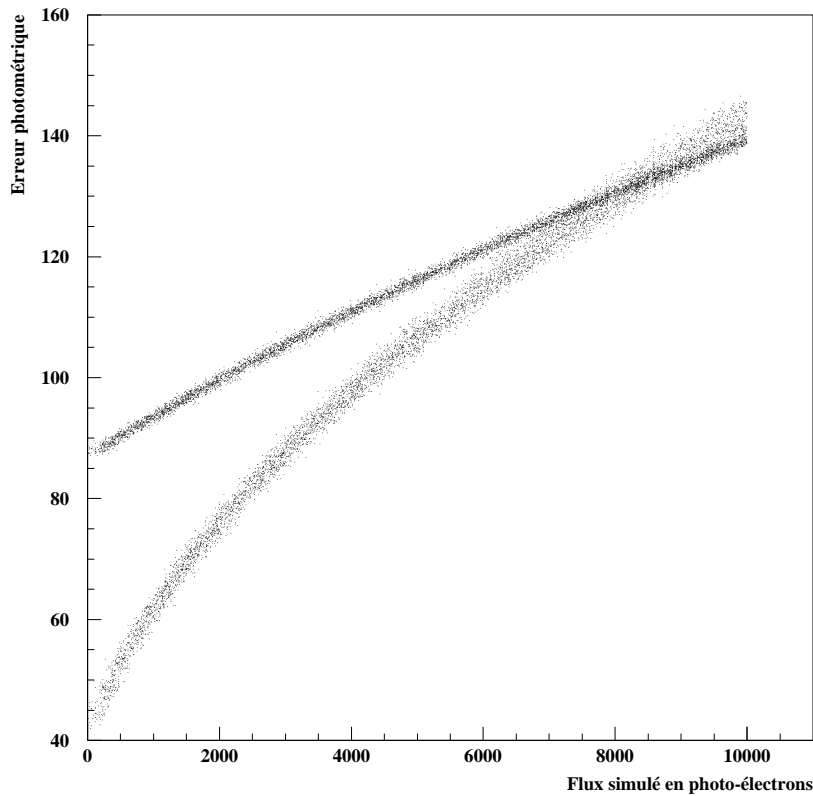


FIG. 8.13 – Comparaison des erreurs photométriques pour des photométries de PSF (courbe du bas) et d'ouverture (courbe du haut) en fonction du flux simulé dans la caméra PC.

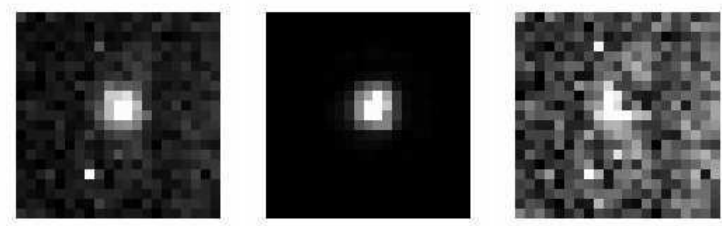


FIG. 8.14 – Résidus après estimation du flux par ajustement de PSF. L'image de gauche représente une étoile présente sur une de nos images de suivi, l'image du centre représente le modèle de PSF centré sur l'étoile, l'image de droite, le résidu après soustraction de la PSF. Les résidus de soustraction sont bien au delà du niveau de bruit poissonien attendu.

Pour les étoiles faibles, le résidu est au niveau du bruit de fond attendu. L'erreur sur le modèle n'a dans ce cas qu'une influence modérée. Nous avons de plus vérifié que les flux obtenus au moyen de cette

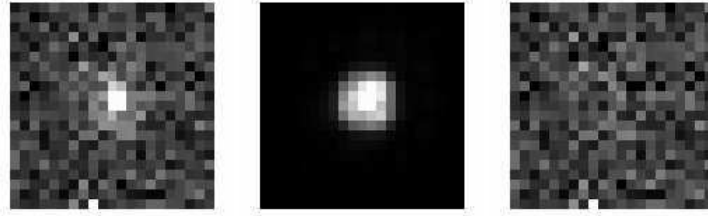


FIG. 8.15 – *Résidus après estimation du flux par ajustement de PSF. L'image de gauche représente une étoile présente sur une de nos images de suivi, l'image du centre représente le modèle de PSF centré sur l'étoile, l'image de droite, les résidus après soustraction de la PSF. Les résidus de soustraction sont ici proche du niveau de bruit attendu.*

photométrie et ceux obtenue par une photométrie d'ouverture étaient en accord. Nous utiliserons donc cette estimation dans la limite des faibles flux.

Comme nous l'avons vu, les différences en terme de performance pour les grands flux sont quasiment équivalentes pour la photométrie d'ouverture. Nous utiliserons donc cette méthode pour faire l'estimation des flux des supernovæ à grand flux, *i.e.*, les supernovæ avec les décalages vers le rouge inférieur à 1 c'est à dire 2000fr, 2001go, 2001gq et 2001gy.

Pour les flux moyens et faibles, nous utiliserons la photométrie de PSF lorsque les erreurs de flux d'ouverture seront beaucoup plus grande que les erreurs sur le flux par ajustement de PSF. Ce sera le cas en pratique seulement pour les points en fin de courbe de lumière pour nos deux supernovæ avec des décalages vers le rouge au delà de 1 : 2001gn et 2001hb.

Enfin, nous verrons que l'estimation du fond venant de la galaxie hôte rend l'utilisation d'un ajustement de PSF encore plus difficile.

8.3.4 Construction des courbes de lumière spatiales

La construction des courbes de lumière est relativement aisée lorsque la galaxie est suffisamment éloignée de sa galaxie hôte pour que le fond soit négligeable. Trois supernovæ de notre lot sont dans ce cas : 2000fr et 2001gq où les galaxies hôtes sont suffisamment éloignées de la supernova et 2001hb. Pour cette dernière, une référence profonde a été prise durant l'été 2002, la galaxie hôte n'est pas détectable sur la référence pourtant plus profonde que les images de suivi. Pour ces trois supernovæ, nous utiliserons une photométrie d'ouverture dans un petit rayon (3 pixels, soit $0.15''$).

Pour les trois autres supernovæ, le fond galactique ne permet pas une analyse aussi simple. La galaxie hôte demeure juste au dessous du signal de la supernova. En particulier, pour 2001gn, le signal de la galaxie devient prédominant pour les images en fin de courbes de lumière.

Il a donc été nécessaire de faire des observations complémentaires de ces trois supernovæ pour estimer le fond galactique. Ces observations ont été faite durant le mois de mai 2003. Comme nous l'avons vu, la caméra ACS a des performances photométriques meilleures que la WFPC2. En particulier, dans le filtre F814W, cette caméra est 5 fois plus sensible que l'ancienne caméra. Il a donc été décidé de faire les observations de référence en utilisant cette caméra.

L'annexe B présente les observations de référence pour ces trois supernovæ. On remarquera que les temps de pose sont jusqu'à 4 fois moins importants que pour les images de suivi. Les qualités et les profondeurs des images sont toutefois bien meilleures.

Pour construire les courbes de lumière, il faut soustraire le fond galactique de chaque super-

nova. Pour cela, la première étape consiste à aligner les images de références astrométriquement et photométriquement.

★ L'alignement astrométrique des images

La qualité du pointé entre les images ACS et WFPC2 ne permet pas de faire un alignement à la précision nécessaire pour faire des soustractions d'images. Le WCS permet en pratique d'aligner les images avec une précision limitée à 5 pixels. Nous devons donc avoir recours aux objets présents dans les deux champs pour faire l'alignement des images.

La principale difficulté de cette étape vient du fait que le champ de la Planetary Camera est très petit (40'' de côté). Les images ne présentent en général que très peu d'objets (une dizaine en moyenne). La plupart de ces objets sont des galaxies de faible luminosité. Dans le meilleur des cas, nous avons une ou deux étoiles. De plus, les réjections de cosmiques ne sont pas efficaces à 100%. Il reste souvent des résidus de coïncidences de cosmiques sur l'image. Ceci rend toute détection automatique d'objets hasardeuse. Il n'est donc pas possible de détecter les objets de manière automatique.

Nous avons donc décidé de construire les listes d'objets à la main en comparant à l'oeil toutes les images de suivi de chaque supernova. Ceci nous a permis de construire des listes de 5 à 15 objets utilisés pour faire l'alignement. Chaque objet présent sur une image de suivi a ainsi été associé avec le même objet sur l'image de référence. Nous avons ainsi construit des listes de paires d'objets pour toutes les images de suivi.

Comme nous l'avons vu, les images des caméras ACS et, dans une moindre mesure, WFPC2, présentent des distorsions géométriques importantes. Elles sont modélisées par une transformations d'ordre 3, il est donc impossible de déterminer correctement les transformations pour aligner les images WFPC2 de suivi et les images ACS de référence en utilisant les listes de paires que nous avons construites.

Cependant, les distorsions géométriques des images sont relativement bien connues. Les observations successives d'amas globulaires avec des pointés différents ont permis de construire des modèles de ces distorsions²⁹. Nous avons donc utilisé ces transformations pour corriger les distorsions des deux images.

Notre but étant d'amener les images de référence sur les images de suivi, nous avons procédé comme suit :

1. Correction des positions des objets présents dans le catalogue ACS des objets pour les distorsions.
2. Correction des positions des objets présents dans le catalogue WFPC2 des objets pour les distorsions.
3. Évaluation de la transformation linéaire entre les deux catalogues corrigés.
4. Composition des deux corrections et de la transformation.
5. Application de cette transformation sur l'image de référence et alignement sur l'image de suivi.

La figure 8.16 résume la méthode employée pour l'alignement des images de référence.

Les images fournies par le STScI pour ACS sont de deux sortes, les images sommées pour lesquelles les cosmiques ont été éliminées, ces images corrigées pour les distorsions.

La correction pour les distorsions nécessite un rééchantillonnage des images, ce qui dégrade la qualité des images et introduit des corrélations importantes entre les pixels. Nous avons utilisé les images non corrigées pour les distorsions qui n'ont pas subi de rééchantillonnage.

²⁹http://www.stsci.edu/hst/acs/documents/handbooks/DataHandbookv1/acs_Ch4.html#10135 & http://www.stsci.edu/instruments/wfpc2/Wfpc2_dhb/wfpc2_ch55.html#1903903

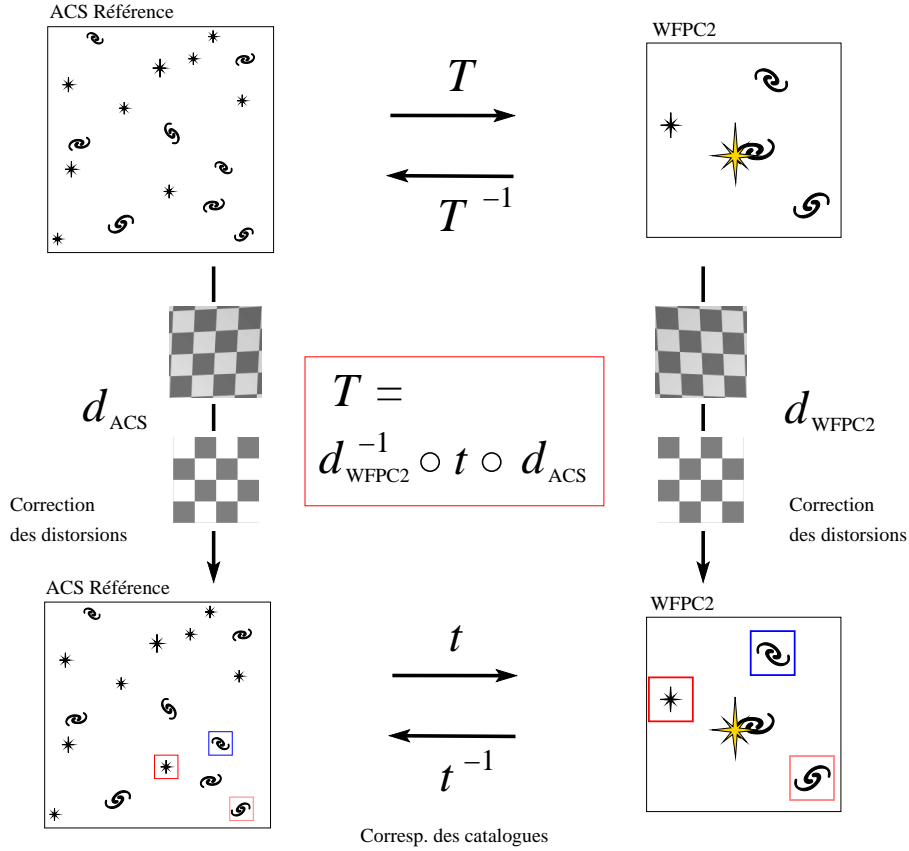


FIG. 8.16 – Méthode d'alignement des images de référence sur les images de suivi. La correction pour les distorsions (d) est suivie d'une mise en correspondance des catalogues des images (transformations t et t^{-1}). La combinaison des différentes transformations donne les transformations (T et T^{-1}) permettant de passer d'une image à l'autre et effectuer l'alignement.

Pour éviter les rééchantillonnages successifs la procédure qui leur est appliquées lors de l'alignement des images ne comporte qu'une unique transformation des images. Nous avons vérifié que nos procédures de correction des distorsions donnaient bien les mêmes images que les procédures utilisées par les gens du STScI.

Cette procédure nous a permis d'aligner les images à une précision de l'ordre de quelques dixièmes de pixel. Nous verrons dans la suite, que cette précision n'est cependant pas suffisante pour permettre une photométrie différentielle directement sur les pixels.

La deuxième étape de l'alignement, est l'alignement photométrique. En effet, les images de suivi et de référence ont des temps de pose et une efficacité de détection différente, il est donc nécessaire de normaliser l'image de référence pour amener les flux des objets sur les deux images au même niveau.

★ L'alignement photométrique

La première approche a, là aussi, été d'utiliser les objets du champ et de mesurer les rapports entre les flux sur la référence et sur l'image de suivi. Là encore, le nombre d'objets n'a pas permis d'obtenir une précision suffisante. La figure 8.17 montre l'histogramme du rapport des flux entre l'image de référence et une image de suivi dans le filtre F814W pour la supernova 2001gn (avec les observations les plus profondes). La précision sur le rapport des flux n'est que de 10%, ceci pour

deux raisons : les objets considérés ont de faibles flux et présentent donc une erreur photométrique importante ; la photométrie des galaxies est en pratique très difficile si les niveaux de fond de ciel dans l'image sont différents.

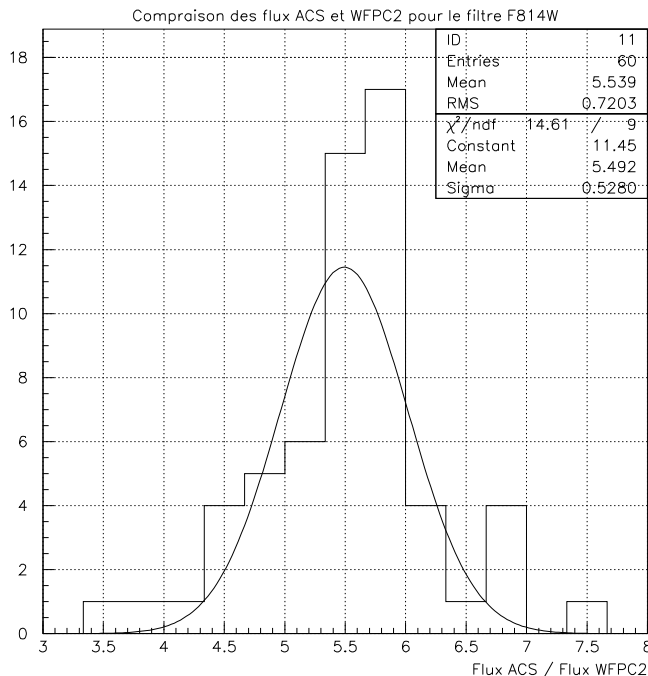


FIG. 8.17 – *Rapports des flux des objets présents sur les images de suivi de 2001gn avec la Planetary Camera et ACS. Les flux sur les deux images sont exprimés en photo-électrons par seconde. Cette estimation du rapport photométrique est en accord avec les valeurs déduites des points zéros des deux instruments.*

La photométrie spatiale étant très stable, ces rapports photométriques peuvent en principe être directement déduits des points zéros des deux instruments. Cependant, à l'époque de cette analyse, il n'existait pas encore de calibration officielle de la caméra ACS.

Les points zéros que nous avons utilisé sont ceux cordialement fournis par Marco Sirianni. Ils devraient donner lieu à une rapide publication. Ces résultats sont cependant préliminaires et sont sujets à caution.

Munis de ces points zéros, des temps de pose de chaque image, nous avons pu estimer les valeurs des rapports photométriques des différentes images. Nous avons en particulier prêté une attention importante à exprimer les zéro points dans les mêmes termes : en corrigeant pour les variations de gain de la WFPC2, pour le même rayon d'ouverture³⁰,...

Pour le filtre F814W, la valeur estimée grâce aux point zéros est en bon accord avec la valeur trouvée en utilisant les rapports photométriques.

Nous avons donc ainsi pu normaliser les images de référence et les amener sur les images de suivi.

Nous remarquerons que dans toute cette procédure, les images de suivi des supernovæ n'ont subi aucune transformation. Seules les images de référence subissent un unique rééchantillonnage et une

³⁰Les points zéros HST sont en général exprimés pour des flux intégrées dans un rayon de $0.5''$ autour des étoiles.

normalisation.

Ce processus a été appliqué à toutes les images de suivi de sorte que nous disposons désormais d'une image de la référence alignée pour chacune d'elle. Nous sommes désormais en mesure de construire les courbes de lumière.

8.3.5 Construction des courbes de lumière

Comme nous l'avons vu, la précision de l'alignement géométrique ne permet pas une soustraction pixel à pixel dans la plupart des cas. Nous avons donc estimé le flux de la supernova en utilisant des flux d'ouverture.

Quatre cas de figures sont possibles :

- La galaxie n'a pas de contribution et le flux est faible (c'est le cas pour 2001hb comme l'illustre la figure 8.18), on effectuera alors une simple photométrie de PSF.
- La galaxie n'a pas de contribution et le flux est important (le cas de 2000fr et 2001gq figure 8.19), on effectuera alors une simple photométrie d'ouverture.
- La supernova est centrée sur la galaxie et la galaxie n'est pas résolue (2001gn, figure 8.20).
- La galaxie est résolue ou la supernova n'est pas centrée dessus (2001go et 2001gy).

★ Photométrie avec galaxie non résolue

La figure 8.20 montre la comparaison d'une des images de suivis de 2001gn avec l'image de référence ACS alignée.

Dans ce cas, nous avons estimé le flux de la supernova et de la galaxie sur les images de suivis en utilisant une petite ouverture (entre 3 et 5 pixels de rayon) centrée sur le couple, fait la même estimation en centrant le rayon sur la galaxie sur l'image. Les deux flux ainsi estimés ont été soustraits, les erreurs indépendantes sont additionnées en quadrature.

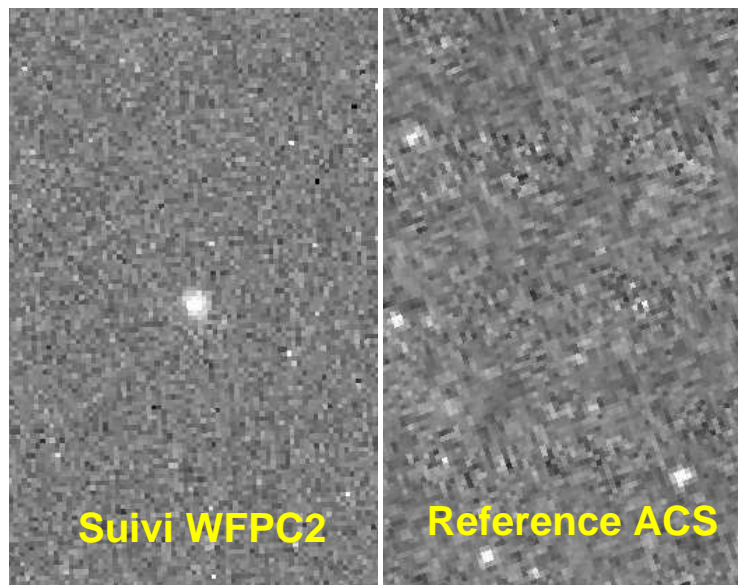


FIG. 8.18 – Comparaison d'une image de suivi et de référence prise avec HST pour 2001hb. On remarque que la galaxie hôte est trop faible pour être visible sur l'image de référence qui présente un bien meilleur rapport signal sur bruit global.

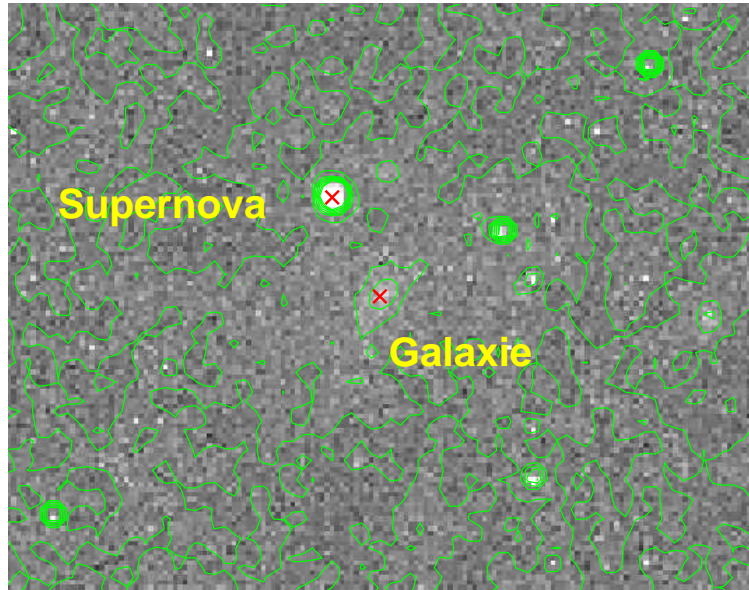


FIG. 8.19 – Image de suivi prise avec *HST* pour 2000fr, la supernova et sa galaxie hôte sont nettement séparées.

Pour les flux faibles, la principale source des fluctuations vient de la lumière de fond de ciel. Il faut donc minimiser le rayon pour intégrer le moins de flux de ciel possible. Cependant, ce rayon doit aussi encercler la quasi totalité des flux de la Galaxie et de la supernova. Cette méthode a été appliquée dans le cas de 2001gn. La figure 8.21 montre les pixels contenus dans un rayon de 5 pixels.

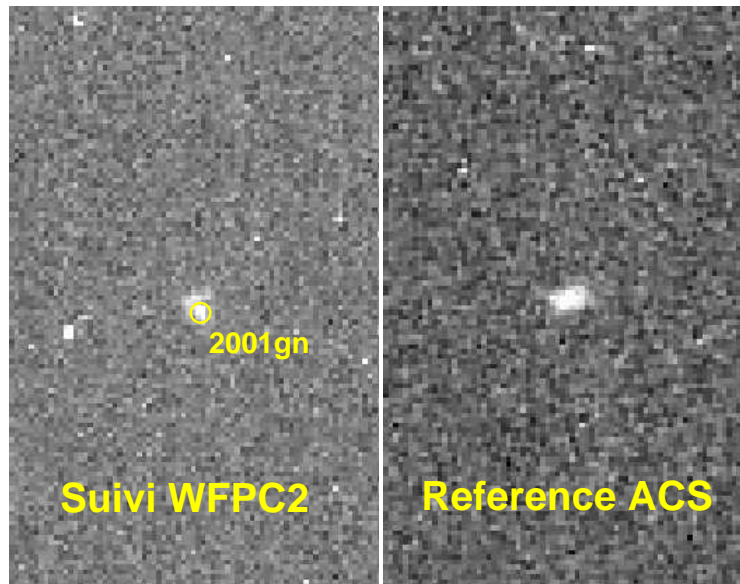


FIG. 8.20 – Comparaison d'une image de suivi et de référence prise avec *HST* pour 2001gn

La figure 8.22 montre que les flux estimées ne présentent pas de biais en fonction pour des

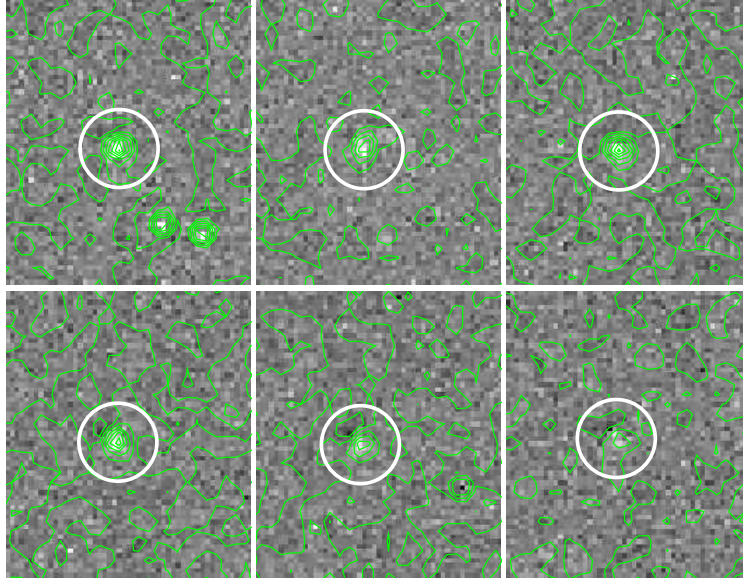


FIG. 8.21 – Pixels contenus dans un rayon de 5 pixels pour les images de suivi de 2001 gn. Les contributions au flux de la galaxie hôte et de la supernova ne sont plus discernables en dehors de ce rayon d'ouverture.

rayons d'ouverture plus grand. La figure 8.23 montre que l'utilisation d'ouvertures plus petites tend à surestimer les valeurs de flux.

★ Photométrie avec galaxie résolue

Dans le cas de 2001go et plus encore pour 2001gy, la galaxie hôte est bien résolue et s'étale sur plus de pixels que la supernova. De plus, la forme de la galaxie est telle que sa contribution dans le rayon d'ouverture est faible. Enfin, le flux sous-jacent dans chaque pixel de la galaxie est faible en comparaison avec la supernova.

Nous avons donc décidé pour ces deux supernovæ d'effectuer la soustraction pixel à pixel. La galaxie dans ces deux cas présente des variations spatiales lentes et l'erreur introduite par le mauvais alignement est relativement faible.

Le flux est ensuite estimé sur un rayon d'ouverture plus important que pour 2001gn. Le flux de la supernova est très largement supérieur aux fluctuations du fond de ciel, un plus grand rayon d'ouverture n'entraîne qu'une augmentation relativement faible de l'erreur.

L'estimation des fluctuations est faite directement sur l'image soustraite ce qui permet une estimation directe de l'erreur.

Une fois encore, nous vérifions que l'augmentation des rayons d'ouverture ne change pas le résultat.

★ Corrections

Deux types de correction sont apportées après l'estimation des flux. La correction d'ouverture pour les flux d'ouverture et la correction pour l'inefficacité de transfert de charge.

Correction d'ouverture Comme nous l'avons dans l'équation 8.5, il est nécessaire de corriger les flux pour les pertes d'ouverture. Après avoir effectué la soustraction nous avons corrigé pour la perte

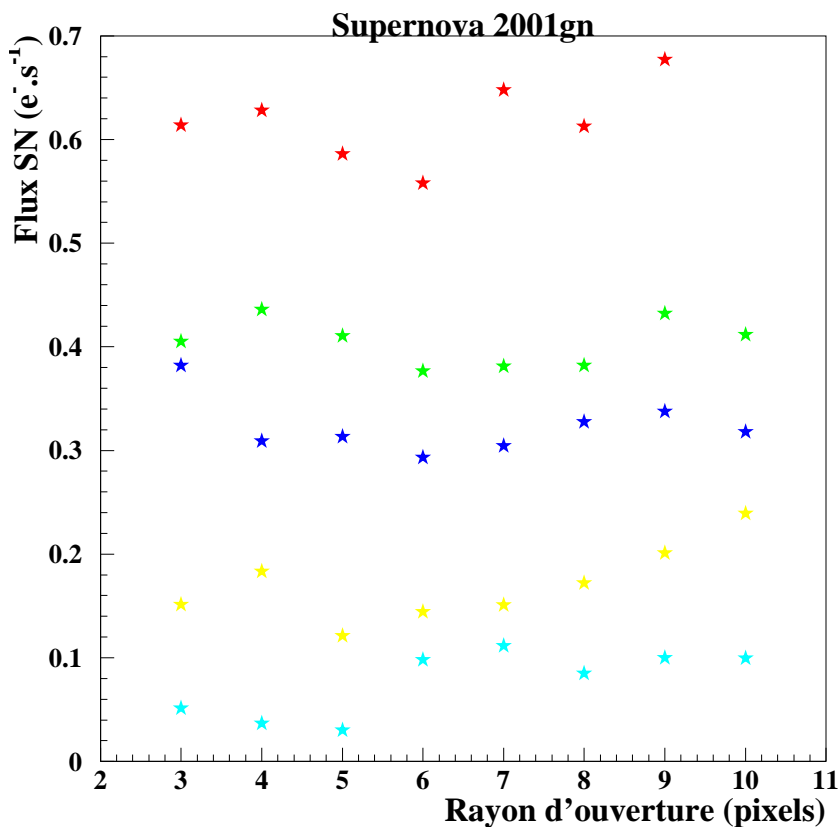


FIG. 8.22 – Évolution du flux de 2001gn en fonction du rayon d'ouverture utilisé, chaque code de couleur correspond à une époque de suivi

d'ouverture suivant la méthode décrite plus haut.

La figure 8.24 montre l'évolution de l'énergie encerclée en fonction du rayon d'ouverture utilisé pour mesurer le flux. La correction typique pour un rayon d'ouverture de 5 (0.2 secondes d'arc) pixels est de 15% pour le filtre F814W.

Inefficacité de transfert de charge Comme nous l'avons vu, l'inefficacité de transfert de charge entraîne une sous-estimation du flux des objets. Le biais typique pour les supernovæ de notre étude est de 2 à 3 %. L'effet n'étant présent que sur la Planetary Camera, le flux corrigé est celui obtenu avant la soustraction.

★ Un exemple de courbe de lumière

La figure 8.25 montre la courbe de lumière de 2000fr construite avec les observations de suivi spatial. La galaxie hôte de la supernova est suffisamment éloignée de la supernova pour permettre de faire une estimation des flux par photométrie d'ouverture corrigée pour l'ouverture. Nous avons vérifié que l'utilisation d'un rayon d'ouverture plus grand n'entraînait pas une augmentation sensible du flux de la supernova.

La figure 8.26 représente la courbe de lumière de 2001go obtenue par soustraction d'images. Le

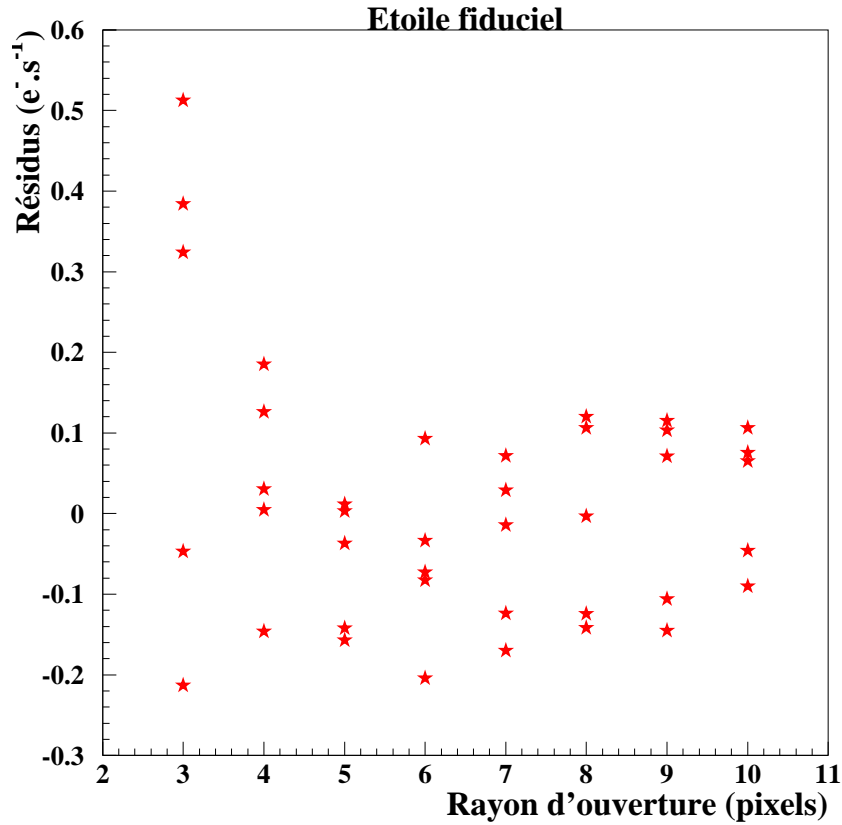


FIG. 8.23 – Évolution du résidu de soustraction des flux sur les images de suivi et l'image de référence d'une étoile fiduciel en fonction du rayon d'ouverture

flux est estimé par flux d'ouverture sur la soustraction. Une fois encore, nous ne constatons pas de variation sensible du flux en augmentant la valeur du rayon d'ouverture.

Enfin, la figure 8.27 représente la courbe de lumière de 2001gn obtenue par soustraction de flux d'ouverture centrée sur les images courantes et sur la référence. Une nouvelle fois, il a été vérifié que l'augmentation du rayon d'ouverture n'entraînait pas de variation sensible du flux.

8.3.6 Conclusion sur la photométrie spatiale

Nous avons montré dans cette partie les procédures qui ont été appliquées pour l'estimation des flux des supernovæ. Nous avons vu en particulier que l'analyse de chaque supernova était un cas particulier avec une analyse spécifique à chaque fois.

Dans le cas des supernovæ avec un signal important (2000fr, 2001go, 2001gq et 2001gy), les estimations des flux sont proches de l'optimalité statistique. Les estimations avec un meilleur modèle de PSF pourraient en principe réduire les erreurs d'environ 10%.

Dans le cas des supernovæ plus lointaines (2001hb et 2001gn), une meilleure connaissance de la PSF pourrait en principe permettre un gain d'environ 50% sur les barres d'erreurs pour les flux intermédiaires.

Enfin, dans le cas de 2001gn, un meilleur alignement des images et une photométrie de PSF

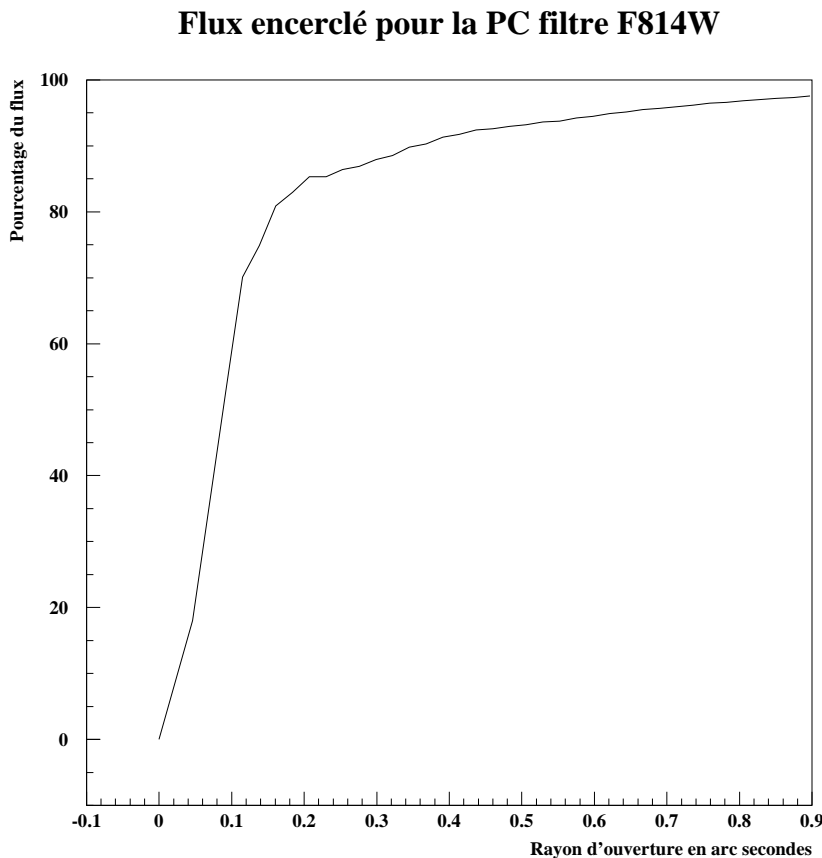


FIG. 8.24 – Évolution de la l'énergie encerclée en fonction du rayon d'ouverture pour la Planetary Camera

permettraient d'obtenir une meilleure estimation. On pourrait tenter d'améliorer la précision d'alignement en utilisant les 3 autres CCDs de la WFPC2, avec une surface 12 fois plus grande et donc un nombre d'objets dans le même rapport. Cependant, les positions relatives des différents CCDs sont relativement difficiles à déterminer, la précision sur les décalages entre les CCDs est limitée à 0.2 pixels. De plus, leur position relative évolue avec le temps. Anderson & King (2003).

Une tentative d'alignement par un des membres du SCP avec ce genre de méthode a permis d'obtenir d'obtenir une précision d'alignement de 1 pixel, du même ordre de grandeur que pour les alignements que nous avons effectué.

La figure 8.28 montre les résidus de soustractions de deux PSFs identiques décalées de 0.2 pixels, les résidus sont de l'ordre de 15% au niveau du coeur de l'étoile. Il semble donc possible d'utiliser un alignement utilisant les autres CCDs mais la précision de l'alignement sera quoi qu'il arrive limitée par la précision des décalages entre CCD.

8.4 Calibration absolue de la photométrie

Nous disposons désormais des courbes de lumière de nos supernovæ. L'étape suivante consiste à passer dans le système des magnitudes standards. L'annexe A décrit en détail comment est construit

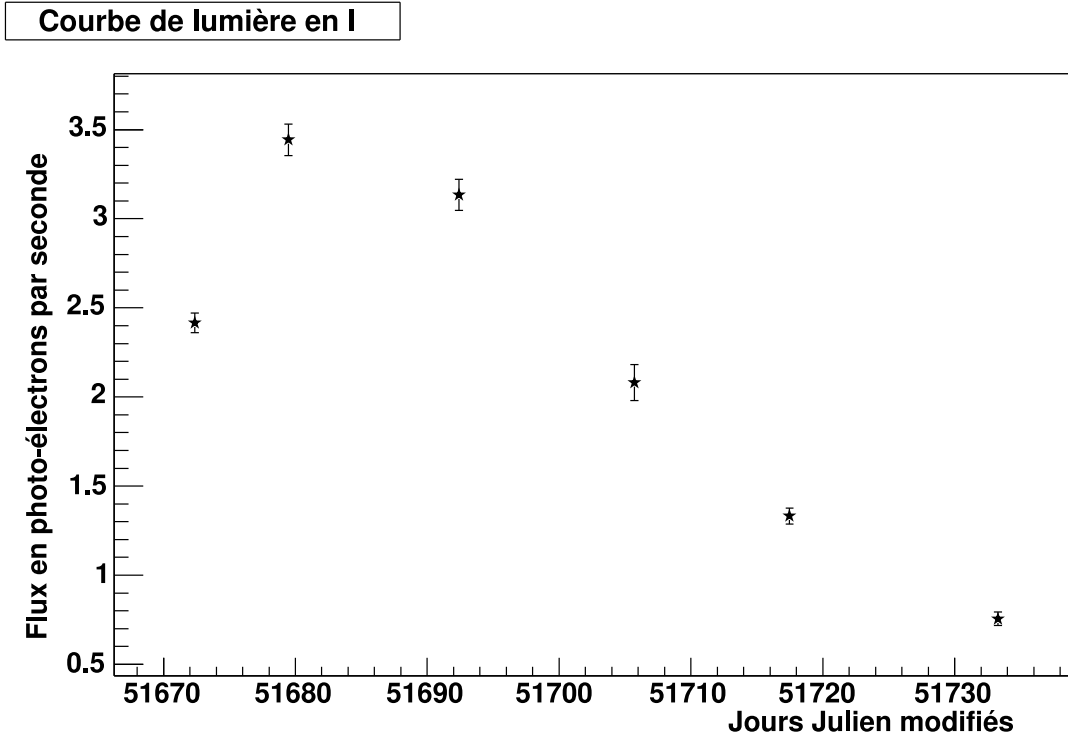


FIG. 8.25 – Courbe de lumière de 2000fr. Cette supernova a une décalage vers le rouge de 0.543. Elle a été découverte de manière très précoce ce qui a permis d’obtenir un suivi spatial important et un échantillonnage de la courbe de lumière en I très bon. Les flux sont exprimés en nombre de photo-électrons par seconde pour un rayon d’ouverture de 0.5". Les flux de cette supernova ont été déterminés par un flux d’ouverture de 5 pixels.

le système de magnitude. Nous nous contenterons ici de décrire comment à partir des calibrations obtenues par le personnel du CFHT (J.-C. Cuillandre et E. Magnier) et par nos collaborateurs du SCP (R. Knop), nous avons calibré les courbes de lumière construites au sol. La calibration des courbes de lumière spatiales sera présentée dans le prochain chapitre.

Dans un premier temps, nous décrirons quelles sont les images qui ont servi de calibrateur primaire. Nous décrirons ensuite comment la calibration a été propagée vers nos images de référence photométrique. Puis, nous décrirons comment ont été appliquées les corrections de couleur permettant d’exprimer nos magnitudes dans un système standard.

Enfin, nous détaillerons comment a été vérifiée la procédure de calibration à l’aide d’objets fiduciels présent à la fois dans les images au sol et dans les images HST.

8.4.1 Calibration primaire

Pour construire les courbes de lumière, nous avons utilisé pour chaque supernova une centaine d’images. Les observations ont été étalées sur 2 voire 3 ans. Nous disposons donc d’un large choix pour l’image qui va servir de référence photométrique.

Le but de cette étape est de choisir une image dont la calibration est bien connue. Pour les observations de recherche au CFHT et au CTIO, des étoiles standards ont été observées toutes les nuits.

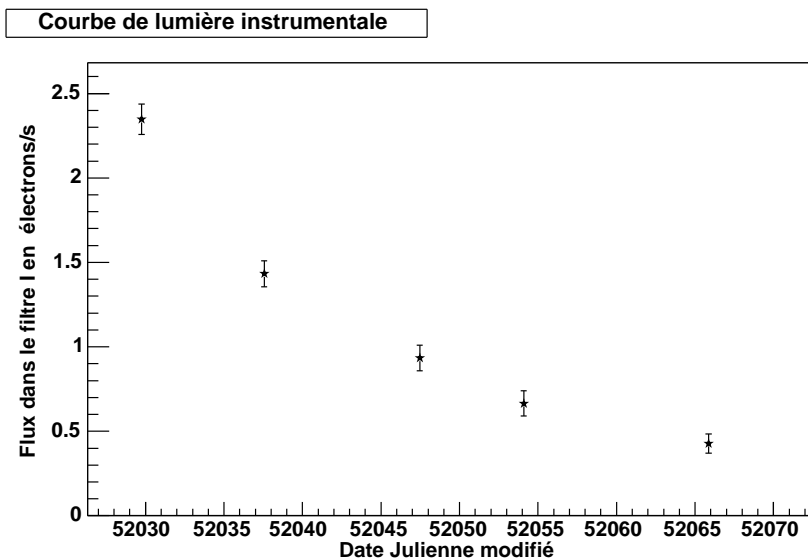


FIG. 8.26 – Courbe de lumière de 2001go . Cette supernova a une décalage vers le rouge de 0.552. Les flux sont exprimés en nombre de photo-électrons par seconde pour un rayon d'ouverture de 0.5". Les flux de cette supernova ont été déterminés par un flux d'ouverture de 5 pixels sur une soustraction des images de suivi et de l'image de référence.

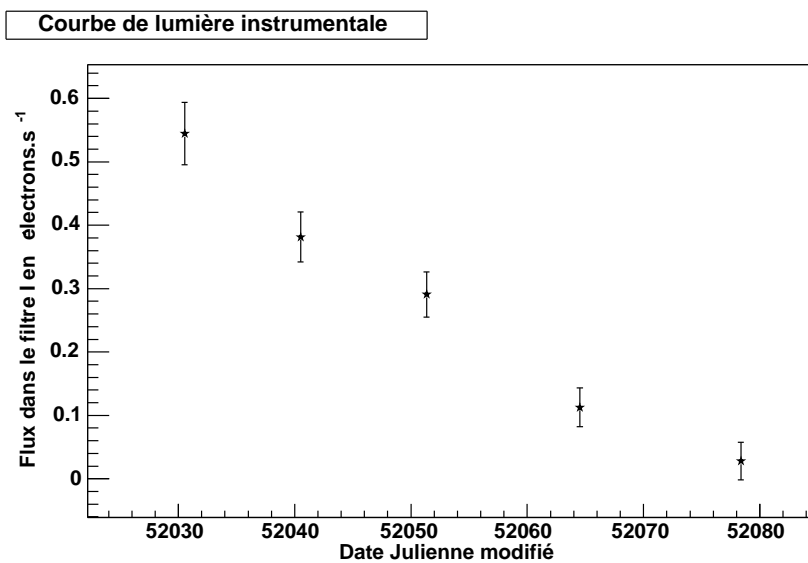


FIG. 8.27 – Courbe de lumière de 2001gn. Cette supernova a une décalage vers le rouge de 1.1. Les flux sont exprimés en nombre de photo-électrons par seconde pour un rayon d'ouverture de 0.5". Les flux de cette supernova ont été déterminés par une soustraction de flux d'ouverture de 4 pixels des images de suivi et de l'image de référence.

Le choix de l'image de science se fait selon plusieurs critères :

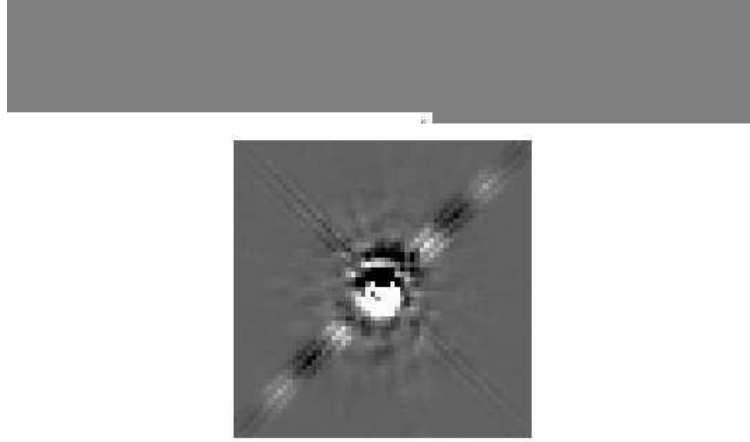


FIG. 8.28 – Résidus de soustraction de deux PSFs de la Planetary Camera décalées de 0.2 pixels. Au centre les résidus sont de l'ordre de 15%

- L'absorption atmosphérique, mesurée par un instrument dédié³¹ ou par comparaison avec les points zéros nominaux de l'instrument
- L'écart de temps par rapport aux observations d'étoiles standards, la même nuit.

En pratique, nous avons pu pour toutes supernovæ suivies en I trouver une image prise au plus quelques dizaines de minutes avant ou après nos observations pour une absorption quasiment nulle.

★ Les points zéros pour les images de calibration primaire du CFHT

Pour les supernovæ suivies avec le CFHT, nous avons utilisé les points zéros donnés par ELIXIR³². Cet outil développé par les gens du CFHT a permis de construire sur plusieurs années une base de données contenant l'historique des absorptions atmosphériques et des points zéros mesurés chaque nuit.

★ Les points zéros pour les images de calibration primaire du CTIO

Pour les supernovæ découvertes au CTIO, les termes de calibration ont été déterminés par les membres de notre collaboration à l'aide d'observations d'étoiles standards. Nous avons donc utilisé ces points zéros. Les nuit des 28 et 29 mars 2001 ont bénéficié de plusieurs observations de champs de standard. Les points zéros sont restés stables au cours de ces deux nuits. En outre, les points zéros mesurés lors de ces deux nuits sont en accord avec ceux établis par le personnel du CTIO³³. Nous avons donc utilisé les images de ces deux nuits comme calibrateur primaire.

³¹Le CFHT a mis en place depuis avril un suivi de l'absorption atmosphérique à l'aide d'un instrument dédié *skyprobe* qui mesure le flux d'étoiles du catalogue Tycho pour en déduire l'absorption. Cette mesure est répétée environ toutes les minutes. Cette instrument observe une partie du ciel proche de la zone d'observation.
<http://www.cfht.hawaii.edu/Instruments/Skyprobe/>

³²<http://www.cfht.hawaii.edu/Instruments/Elixir/zeropts.html>

³³<http://www.ctio.noao.edu/mosaic/ZeroPoints.html>

8.4.2 Points zéros des images de calibration primaire

Les points zéros sont exprimés pour des flux mesurés soit en nombre de coup d'ADU ou ADU par seconde (comme dans le cas du CFHT), soit en nombre de photo-électrons par seconde (comme dans le cas du CTIO). Nous avons donc propagé le point zéro pour chaque image de calibration primaire en ajoutant un terme dépendant du temps d'exposition de l'image :

$$zero_{image} = zero_{instrument} + 2.5 \log_{10}(t_{expo}) \quad (8.17)$$

Les images observées avec le CTIO ont été réduites de la même manière que les images d'étoiles standard. Le point zéro pour ces images est donc utilisable tel quel. En revanche, les points zéros fournies par le CFHT et par ELIXIR³⁴ sont exprimées pour des flux en ADU et sont normalisés à un CCD de la mosaïque (le CCD4). Cette normalisation est effectuée au moment de la correction d'efficacité quantique. Dans cette procédure, le niveau de la carte d'efficacité quantique de ce CCD est fixé à 1, on applique la même normalisation aux autres CCDs qui seront ainsi exprimés dans le même système photométrique.

Toutes les images issues des observations CFHT ont été corrigées pour l'efficacité quantique individuellement. En particulier, chaque carte d'efficacité quantique a été normalisée à 1, les flux des différents CCDs ne sont donc pas exprimés dans le même système photométrique³⁵.

Un point subtil de la calibration est la source des cartes d'efficacité quantique : nous les avons construites à partir des images de science en utilisant le fond de ciel (voir chapitre 7). La calibration ELIXIR a été faite en utilisant des cartes d'efficacité quantique construites à partir d'images du zénith prises au crépuscule ou à l'aube qui contiennent essentiellement de la lumière solaire diffusée (donc enrichie en bleu par rapport au spectre solaire). Comme nous l'avons vu précédemment, ces deux types de carte d'efficacité quantique correspondent à des spectres très différents : le fond de ciel dont les principales contributions sont dans la partie rouge de la bande considérée et essentiellement le soleil dont les principales contributions sont dans la partie bleue du spectre. Pour caricaturer, ces deux sources de calibration se concentrent aux deux limites extrêmes du même filtre.

La figure 7.7 présente la distribution des rapports de fond de ciel pour les CCD 4 et 10. Les fonds de ciel ont été calculés sur les images brutes et sont en principe une mesure directe du rapport d'efficacité quantique (aux termes de gains près). L'histogramme présente deux populations, ils correspondent respectivement aux images de science et aux images de zénith crépusculaire. Les rapports d'efficacité quantique entre les deux CCDs ne sont donc pas constants en fonction de la longueur d'onde : le CCD10 voit son efficacité quantique décroître plus rapidement dans le rouge que le CCD 4.

Il n'est donc pas possible d'utiliser les rapports d'efficacité quantique pour exprimer les points zéros ELIXIR dans notre système photométrique.

★ Propagation des points zéros par les cartes d'efficacité quantique

Pour propager les points zéros ELIXIR, il nous faut donc repartir des cartes d'efficacité quantique relative de chaque CCD. En pratique, nous avons découvert les supernovæ dans les CCD 4 et 10. La propagation pour le CCD 4 est donc très simple, il suffit de prendre en compte le gain.

³⁴<http://www.cfht.hawaii.edu/Instruments/Elixir/filters.html>

³⁵Le fait que nous traitons indépendamment les CCDs de la mosaïque est historique et lié à la phase de recherche : cela permet de paralléliser la construction des images de calibration, en répartissant les calculs pour les différents CCDs sur des machines différentes, sans aucune opération impliquant l'ensemble de la mosaïque. Il est clair ici que cette approche complique la phase de photométrie de précision, et que nos algorithmes auraient du être modifiés en conséquence. Nous ne l'avons pas fait, parce que c'est maintenant le personnel du CFHT qui prend en charge les préréductions.

Pour le CCD 10, nous avons fait le rapport entre les cartes d'efficacité quantique que nous avons appliqué aux images et celles qui ont été utilisées lors de l'estimation des points zéros ELIXIR. Puis nous avons ajouté le terme de gain.

Notre point zéro s'écrit finalement :

$$zero_{image} = zero_{ELIXIR} - 2.5 \log_{10}(flat_{elixir}/flat(ToADS)) - 2.5 \log_{10}(gain) \quad (8.18)$$

8.4.3 Correction de masse d'air

La correction de masse d'air est présentée dans l'annexe A. Nous avons ici encore utilisé les termes de masse d'air (K_{Λ}) déterminés par ELIXIR pour les images du CFHT et par nos collaborateurs du SCP pour les images du CTIO.

La correction pour une masse d'air X s'écrit au premier ordre comme suit :

$$zero = zero_{airmass=0} + K_{\Lambda}X \quad (8.19)$$

Les points zéros et le terme de masse d'air ELIXIR sont exprimés pour une masse d'air de 1, le point zéro s'écrit alors :

$$zero = zero_{airmass=1} + K_{\Lambda}(X - 1) \quad (8.20)$$

Après cette dernière correction, nous disposons des points zéros de nos images de calibration primaire. Ils nous faut maintenant propager ces points zéros vers les images qui servent de référence photométrique pour les courbes de lumière : les images coadditionnées de meilleur seeing.

8.4.4 Propagation des points zéros aux références photométriques

La procédure de coaddition ne permet pas d'utiliser directement le temps d'exposition totale de l'image. En particulier, peuvent rentrer dans la coaddition des images présentant une certaine absorption.

Nous allons donc utiliser les images de références photométriques primaires. La propagation des points zéros est faite en utilisant les rapports photométriques des objets présents sur les deux images.

La méthode la plus simple à mettre en œuvre, est d'utiliser les catalogues de photométrie des images pour estimer le rapport photométrique. Cependant, les méthodes de calcul de flux (par SExtractor ou par DAOPHOT) peuvent introduire des biais liés aux méthodes d'estimation des flux. En particulier, le flux SExtractor utilisé est un flux isophotal (où on ne prend en compte que les pixels au-dessus d'un certain seuil), les flux sur les images plus profondes sont donc en principe plus grand.

L'estimation du flux en utilisant DAOPHOT repose sur une bonne connaissance de la PSF dans l'image. Comme nous l'avons vu, nous sommes parfois amené à coadditionner des images de seeing très différents, introduisant ainsi d'importantes distorsions dans les PSFs. Il peut donc là aussi y avoir un biais systématique entre les flux mesurés sur les images individuelles et les flux sur les images coadditionnées.

Nous avons donc décidé d'utiliser une estimation d'un noyau de convolution permettant de passer de l'image individuelle à l'image coadditionnée. L'intégrale du noyau sera le rapport photométrique entre les deux images.

Cette méthode comporte plusieurs avantages :

1. Elle prend en compte une éventuelle évolution du fond sur l'image.
2. Elle utilise tous les pixels des objets, ce qui permet en particulier d'utiliser les galaxies.

3. Elle amène les deux images à la même résolution.

La figure 8.29 montre l'histogramme des différences de magnitudes pour les objets de deux images coadditionnées prises avec le CFHT. Nous voyons que la propagation des points zéros n'est pas biaisée (la moyenne des résidus est inférieure au %). La dispersion des résidus correspond aux erreurs photométriques sur chacun des objets. Il est du même ordre de grandeur que les dispersions observées pour les estimations de points zéros.

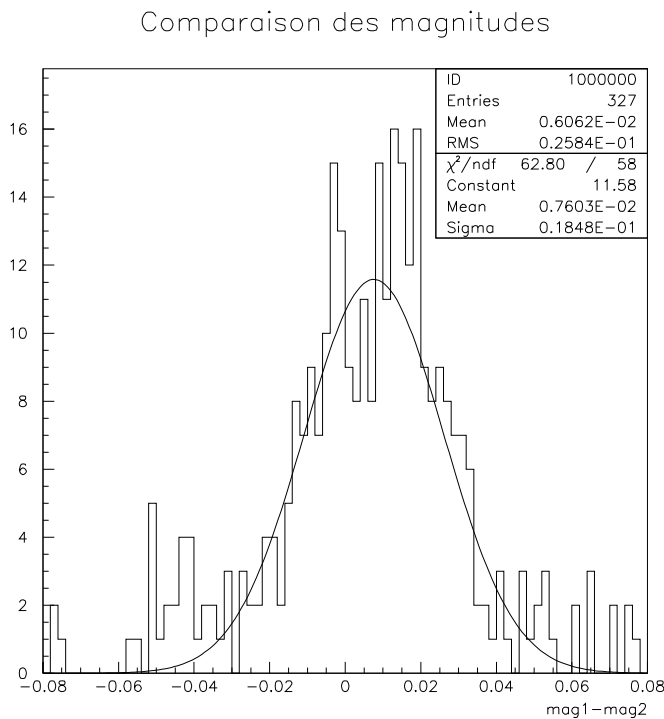


FIG. 8.29 – *Comparaison des magnitudes obtenues pour deux images prises avec la CFH12K pour des nuits différentes. Les points zéros ont été estimés en utilisant la méthode décrite dans le texte. On ne voit pas apparaître de biais systématiques, la dispersion est principalement due aux erreurs photométriques et sont du même ordre de grandeur que la précision des points zéros.*

la figure 8.30 montre le même histogramme pour deux télescopes différents : le CFHT et le VLT. Les différences systématiques entre les deux estimations sont principalement due aux différences entre les transmissions des deux systèmes d'observation.

Nous ne disposons pas des observations des observations dans les deux filtres et pour les deux télescopes, nous n'avons donc pas pu étudier ces effets en fonction de la couleur des objets observés.

Voyons cependant comment il est possible de tenir compte de ces différences de transmissions.

8.4.5 Correction de couleur

Nous présentons en détails les corrections de couleur dans l'annexe A. L'absorption atmosphérique a une dépendance faible en fonction de la longueur d'onde, on peut donc considérer que les termes de couleur des instruments sont constants pour un instrument donné. De plus, il est généralement difficile de faire une mesure des termes de couleur avec les observations d'étoiles standard sur une

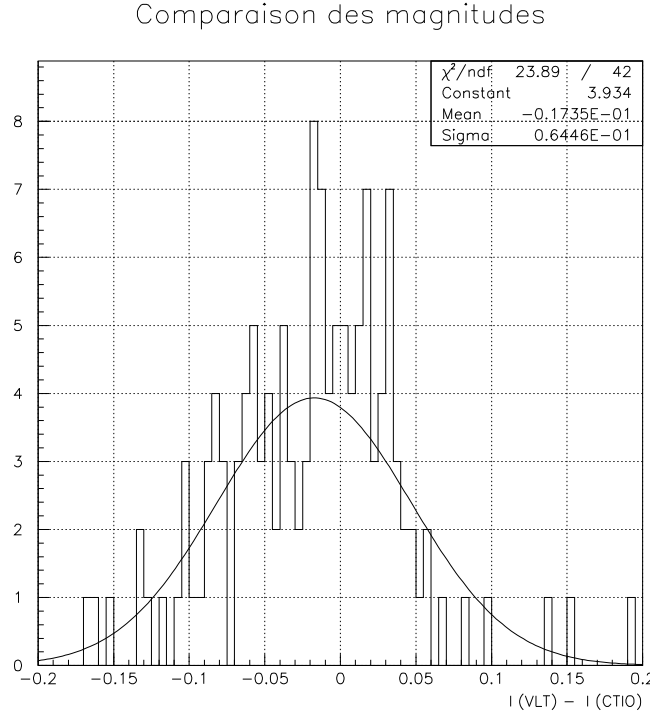


FIG. 8.30 – Comparaison des magnitudes obtenues pour deux images prises avec la MOSAIC2 du CTIO et FORS au VLT. Les points zéros ont été estimés en utilisant la méthode décrite dans le texte. On constate un petit biais de l'ordre de 2% et une dispersion quelque 3 fois plus importante que pour la figure 8.29. Ceci vient de la différence entre les filtres utilisées pour les observations.

seule nuit par manque de statistiques. Nous utiliserons dans la suite les termes de couleur nominaux de chaque instrument.

Pour chaque point de mesure, nous faisons une correction pour la couleur. Cette correction dépend de deux choses : les termes de couleur et la couleur de l'objet considéré.

Notre magnitude corrigée s'écrit alors pour les magnitudes dans le filtre I :

$$I = i + \alpha_I(R - I) \quad (8.21)$$

où i est la magnitude instrumentale corrigée pour la masse d'air, α_I , le terme de couleur en I et $R - I$ la couleur de l'objet considéré.

La couleur vient généralement de l'observation du même objet dans différents filtres (dans les filtres R et I dans notre cas). Ici, nous ne disposons pas, la plupart du temps, d'une mesure de la couleur ; les images de recherche sont uniquement en I et les images de suivi ont généralement été faites dans un seul filtre (à l'exception des observations au NTT qui ont été faite en R et en I).

Nous devons donc évaluer a priori la valeur de la couleur. Pour cela, nous avons utilisé un simulateur de courbe de couleur donnant l'évolution de la valeur (R-I) en fonction du temps pour notre supernova

A l'aide des courbes de lumière non corrigées pour la couleur, nous avons pu déterminer la phase de la supernova pour chaque observation au sol. Nous avons ainsi pu déterminer la couleur et ainsi faire la correction. Comme le montre la figure 8.31, les variations de couleur sur de courtes périodes

sont relativement faibles, en particulier avant le maximum de luminosité. En outre, les corrections apportées sont en général petites (de l'ordre de 0.02 magnitudes) nous n'avons donc pas itéré le processus.

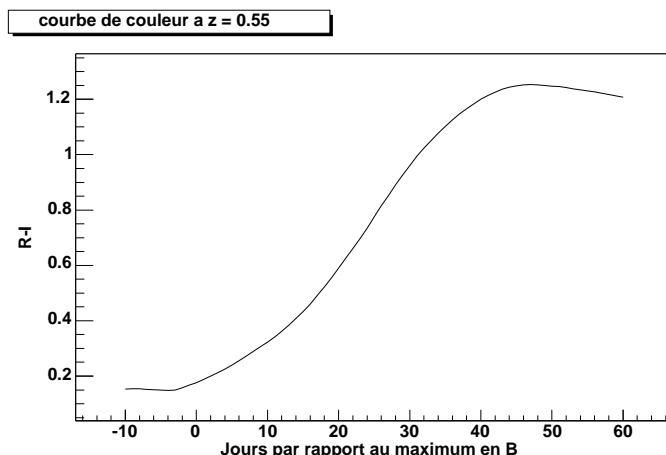


FIG. 8.31 – Courbe de couleur $R - I$ d'une supernova de type Ia à un décalage vers le rouge de 0.55

Nous disposons donc maintenant des courbes de lumière dans le système de magnitude standard corrigées pour les termes de couleur. La calibration a comporté de nombreuses étapes : le choix de l'image de calibration primaire, la correction de masse d'air, la propagation des points zéros vers le système de photométrie utilisé pour la courbe de lumière (l'image coadditionnée de la nuit de meilleur seeing) et enfin les corrections de couleur.

Il semble donc indispensable de tester toute la procédure pour éviter les erreurs de calibration. Pour cela, nous avons utilisé les images prises avec le télescope spatial, pour lesquelles le "chemin de calibration" est totalement indépendant de celui que nous avons décrit ici.

8.4.6 Contrôle de la calibration

Pour vérifier la calibration, nous avons utilisé les étoiles présentes dans les images de suivi du HST. La Planetary Camera étant en général trop réduite pour contenir plus d'une ou deux étoiles, nous avons utilisé les images des trois autres CCDs : WFC1, WFC2 et WFC3.

Nous avons donc sélectionné les étoiles de champs communes aux images spatiales et aux images au sol.

La photométrie et la calibration ont été effectuée à l'aide de `hstphot` (Dolphin (2000b)). Ce logiciel permet à partir des images de la WFPC2 de faire la photométrie et la calibration des étoiles. Ce logiciel a en particulier permis d'effectuer la calibration les mesures les plus récentes des points zéros et des termes de couleur les plus récents de la caméra (Dolphin (2000a)).

La photométrie au sol a quant à elle était faite par `SExtractor` en utilisant la calibration que nous avons déterminée.

Nous avons contrôlé la calibration pour les champs des deux supernovæ pour lesquelles nous avons de bonnes observations et une bonne calibration au sol à la fois en R et en I : 2001go et 2001gq.

Pour ces deux supernovæ, nous avons déterminé les couleurs observées ($R - I$) des objets sélectionnés (voir les cartes de champ de ces deux supernovæ dans l'annexe B), puis nous avons appliqué les corrections de couleur aux mesures faites au sol et avec la caméra WFPC2.

Étoile	R(CFHT)	I(CFHT)	R(WFPC2)	I(WFPC2)
A	20.43	20.13	20.43	20.12
D	20.38	19.18	20.48	19.24
E	20.92	19.07	20.97	19.22
G	23.08	21.92	23.08	21.91

TAB. 8.1 – Comparaison des magnitudes R et I des étoiles de champs pour 2001gq, les magnitudes ont été déterminées en utilisant hstphot 1.1 (Dolphin (2000b)) pour les images WFPC2 et SExtractor pour les images CFHT

Environ la moitié des objets sélectionnés a été détectée par hstphot amenant la statistique à une demi-douzaine d'objets communs par champ. La dispersion des magnitudes pour les mêmes objets est de l'ordre de 0.05 magnitudes même si les erreurs annoncées sont généralement en dessous de 0.01 magnitudes. La précision de la comparaison sera donc limitée à cette valeur.

De plus, un certain nombre d'objets présente des variations importantes, en particulier, les objets proches de la saturation.

Finalement, seuls quelques objets ont pu être utilisés pour la comparaison. Nous avons vérifié que les magnitudes des mêmes objets étaient comparables au sol et pour la WFPC2.

Le tableau 8.1 présente la comparaison des magnitudes obtenues pour 4 étoiles du champs de 2001gq.

8.4.7 Précision de la calibration

Les erreurs sur les points zéros obtenues par ELIXIR sont en général de l'ordre de 0.02 magnitude. A cela vient s'ajouter l'incertitude sur l'estimation des termes de couleur et de masse d'air.

La précision globale constaté est donc de l'ordre de 0.03 magnitude. Les précisions sur la calibration du CTIO sont du même ordre de grandeur.

La figure 8.29 montre la dispersion entre les magnitudes des objets observés pour deux images prises avec le CFHT, nous constatons effectivement une dispersion de 0.02 magnitude entre les deux estimations.

Nous constatons des erreurs statistiques de l'ordre de 0.07 magnitude en moyenne pour les points de photométrie de nos supernovæ. L'erreur de calibration représente donc en général une contribution marginale à l'erreur photométrique globale.

Troisième partie

Analyse

Chapitre 9

Modélisation et ajustement des courbes de lumière

La lumière jaillira
Claire et blanche un matin
Brusquement devant moi
Quelque part en chemin
La lumière jaillira
Et la reconnaitrai
Pour l'avoir tant de fois
Chaque jour espérée
La lumière jaillira
Et de la voir si belle
Je connaîtrai pourquoi
J'avais tant besoin d'elle
La lumière jaillira
Et nous nous marierons
Pour n'être qu'un combat
N'être qu'une chanson.

La lumière jaillira
Et je l'inviterai
À venir sous mon toit
Pour y tout transformer
La lumière jaillira
Et déjà modifié
Lui avouerai du doigt
Les meubles du passé
La lumière jaillira
Et j'aurai un Palais
Tout ne change-t-il pas
Au soleil de juillet
La lumière jaillira
Et toute ma maison
Assise au feu de bois
Apprendra ses chansons.

La lumière jaillira
Parsemant mes silences
De sourires de joie
Qui meurent et recom-
mencent
La lumière jaillira
Qu'éternel voyageur
Mon coeur en vain chercha
Et qui était en mon coeur
La lumière jaillira
Reculant l'horizon
La lumière jaillira
Et portera ton nom

Jacques Brel.

Nous disposons désormais des courbes de lumière de nos supernovæ ; il s'agit maintenant d'estimer les paramètres de ces courbes de lumière pour en déduire leur distance, et finalement contraindre la cosmologie.

Dans une première partie, après avoir rappelé les définitions des paramètres de la courbe de lumière, nous décrivons comment sont construits les patrons qui servent à les ajuster. Nous décrivons en particulier comment sont simulés les points de photométrie directement dans l'instrument d'observation.

Dans une seconde partie, nous détaillons la procédure d'ajustement des courbes de lumière.

Enfin, nous détaillons les diverses corrections nécessaires pour amener les différentes mesures de photométrie dans un système photométrique dans lequel les supernovæ pourront être comparées.

9.1 Quelques définitions

Voyons en détails quels sont les différents paramètres.

9.1.1 Le maximum de luminosité

Comme nous l'avons vu dans le chapitre 5, les supernovæ de type Ia atteignent leur maximum de luminosité une vingtaine de jours après leur explosion. Cependant, ce maximum n'est pas atteint

au même moment dans tous les filtres, il est atteint plus tard dans les bandes rouges et infrarouge que dans les bandes bleues.

Nous prenons donc comme convention de définir le jour du maximum de luminosité comme étant le jour du maximum de la courbe de lumière dans le filtre B dans le référentiel de la supernova.

9.1.2 Le facteur d'étirement

Comme nous l'avons vu, il existe une corrélation entre la luminosité au maximum et la largeur de la courbe de lumière. Mesurer cette largeur permet d'évaluer la luminosité de la supernova pour améliorer l'estimateur de distance.

Il existe plusieurs descriptions empiriques de cette corrélation largeur-luminosité (voir chapitre 6) : la mesure du Δm_{15} , les corrections MLCS ou le facteur d'étirement.

Notre but est de simuler les courbes de lumière directement dans le système d'observation des supernovæ. En particulier, nous voulons disposer d'un modèle qui puisse reproduire tous les types de courbes de lumière en utilisant des paramètres continus.

Goldhaber et al. (2001) ont montré que le facteur d'étirement était capable de reproduire la diversité des courbes de lumière utilisées lors des estimations de paramètres cosmologiques (Perlmutter et al. (1999)).

Le principal désavantage de cette méthode est qu'elle ne permet pas de reproduire correctement les courbes de lumière plus d'une trentaine de jour après le maximum de luminosité en B. Cependant, les supernovæ à grands décalages vers le rouge sont en général observées durant 2 à 3 mois, soit entre 40 et 60 jours dans le référentiel d'une supernova à un décalage vers le rouge de 0.5, les observations sont en général débutées avant le maximum de luminosité, les observations correspondant donc en général à la période sur laquelle, cette approche fonctionne. Rappelons que le principe de ce modèle est d'ajuster l'échelle des temps d'un patron unique de courbe de lumière pour décrire les variations de vitesse de montée et de descente constatées.

Nous utiliserons donc cette méthode en nous restreignant l'analyse des courbes de lumière à la période allant de 15 jours avant le maximum (les courbes de lumière sont très mal connues avant), jusqu'à 35 jours après le maximum dans le référentiel de la supernova.

9.1.3 Magnitude au maximum

La magnitude au maximum est, dans notre convention, la magnitude de la supernova dans le filtre observationnel considéré correspondant à la date du maximum de luminosité dans le filtre B.

Pour déterminer une distance de luminosité, nous comparons les flux ou les magnitudes d'objets proches (qui servent d'étalon) et lointains. Pour faire cette comparaison, il est indispensable d'exprimer les flux ou ces magnitudes dans un système photométrique identique, *i.e.* dans le même filtre.

Comme nous l'avons vu dans le chapitre 2, l'expansion cosmologique entraîne un décalage spectral de la lumière de la supernova.

En particulier, l'observation dans un filtre donné correspondra à une partie d'autant plus bleue du spectre que le décalage vers le rouge est grand.

En pratique, l'observation d'une supernova à un décalage vers le rouge de 0.5 dans le filtre R correspond grosso-modo à une observation dans le filtre B dans le référentiel de la supernova.

Nous prenons comme convention d'amener toutes les mesures dans le même référentiel : celui de la supernova.

Nos observations ont en général été faites dans différents filtres, choisis pour correspondre aux filtres B et V dans le référentiel de la supernova. Ces filtres correspondent grossièrement aux couples

(R,I) et (I,Z) pour les supernovæ à des décalages vers le rouge de 0.5 et de 0.9.

Ce sont les corrections K présentées au chapitre 2 qui permettent d'exprimer nos flux ou magnitudes dans ce système photométrique. Nous verrons dans la suite comment les mettre en application.

9.2 Construction des patrons de courbe de lumière

Pour évaluer les paramètres de la courbe de lumière, il faut l'ajuster à un modèle de courbe de lumière paramétré. Nous disposons de points de photométrie issus d'observation de télescopes différents pris dans des conditions différentes.

Nous avons vu dans le chapitre précédent que la plupart des différences sont prises en compte lors de la construction de la courbe de lumière. Tous les points de photométrie sont en principe amenés à la même unité photométrique. Cependant, il peut exister des différences importantes entre les filtres des différents instruments pour une même bande d'observation. En particulier, les filtres d'observation du télescope Hubble présentent des différences importantes par rapport aux filtres standard Johnson-Cousins.

La méthode standard pour amener la photométrie dans le système standard est d'appliquer des corrections de filtre (voir annexe A).

La mesure importante dans le cas de la photométrie des supernovæ est celle dans le filtre du référentiel de la supernova. Ceci impose, en pratique, de faire deux corrections de filtres successives : la correction de filtre et la correction K. Nous avons donc décidé de construire ce que nous appellerons dans la suite *filtre effectif*. Ces filtres effectifs sont définis comme les bandes passantes de tout le système d'observation, devront être pris en compte :

1. Les bandes passantes des filtres $T_f(\lambda)$.
2. La transmission de l'optique et la réflectivité des miroirs $T_{opt}(\lambda)$.
3. L'efficacité quantique du CCD considéré $Qe(\lambda)$.
4. La transmission de l'atmosphère pour les données prises au sol $T_{atm}(\lambda)$.

Nous avons également pris en compte un dernier effet : l'absorption par les poussières de la Voie Lactée qui est discutée dans le chapitre 2.

La construction de ce filtre effectif nous permettra de passer directement du système d'observation au filtre standard dans le référentiel de la supernova.

9.2.1 Construction des filtres effectifs

Les filtres effectifs T_{eff} sont définis comme :

$$T_{eff}(\lambda) = T_f(\lambda)T_{atm}(\lambda)T_{opt}(\lambda)Qe(\lambda) \quad (9.1)$$

La construction des filtres effectifs demande donc de connaître les différentes transmissions de chaque partie du système d'observation. La transmission de l'optique, la réflectivité du miroir, l'efficacité quantique de chaque CCD (il peut y avoir des différences sensibles d'un CCD à l'autre) et la transmission des filtres sont en général déterminées au moment de la conception et de la mise en service des instruments par les constructeurs.

Dans le cas du télescope Hubble, cette calibration en laboratoire a été faite avec beaucoup de soin. Elle a permis de déterminer des points zéros *synthétiques* avec des valeurs très proches des valeurs déterminées par l'observation d'étoiles standards en orbite (Holtzman et al. (1995b)).

Malheureusement, il n'a pas été possible de réunir des informations suffisamment précises pour permettre le même genre de simulation pour les télescopes au sol.

Un effort important a été fait pour reproduire les points zéros de l'instrument CFH12K du CFHT.

Les supernovæ de cette étude ont été découvertes sur 2 CCDs (le CCD 4 et le CCD 10). Nous avons tenté de déterminer les filtres effectifs pour ces deux CCDs

La CFH12K est composée de 12 CCDs de deux types différents : celles de grande résistivité (dont le CCD 4) et les CCDs EPI (dont le CCD 10). L'évaluation des efficacités quantiques n'a pas été effectuée de manière systématique pour toutes les CCDs de la mosaïque, les courbes d'efficacité quantique présentées ici sont des moyennes sur les CCDs pour lesquelles il existe des mesures.

La figure 9.1 montre ces courbes d'efficacité quantique qui nous ont été fournies par le CFHT.

La courbe en tiret de la figure 9.1 a été estimée à pour le CCD 4. Nous avons pour chaque filtre, connaissant les points zéros hors atmosphère et la transmission du reste de l'optique, estimé l'efficacité quantique moyenne dans le filtre (chaque point correspondant à cette valeur à la longueur d'onde moyenne du filtre).

Nous voyons que cette courbe présente d'importantes différences par rapport à la courbe d'efficacité quantique des CCDs de même type (celles de grande résistivité qui correspondent à la courbe en pointillé).

Ce problème est d'autant plus critique que toutes les observations avec cet instrument ont été effectuées dans le filtre I où la variation d'efficacité quantique est la plus grande et influent beaucoup sur la forme du filtre effectif.

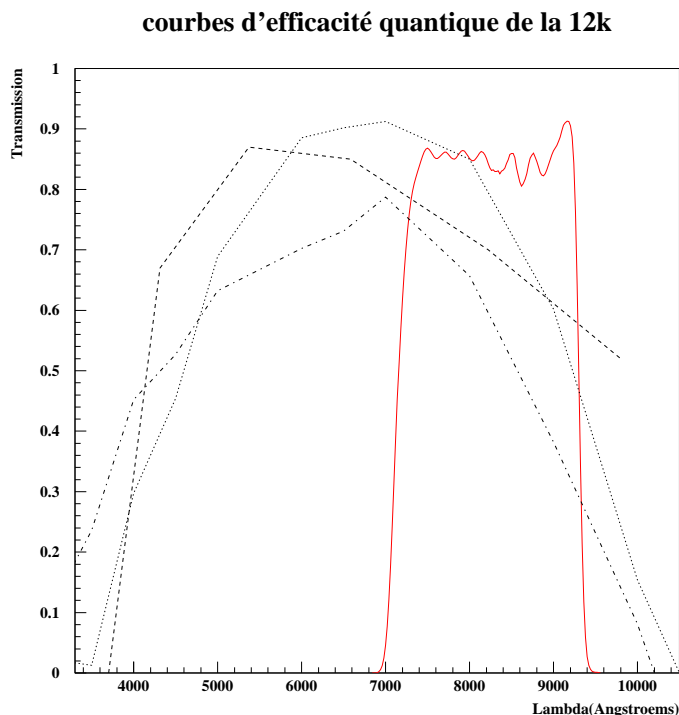


FIG. 9.1 – Courbes d'efficacité quantique de la CFH12K pour différentes CCDs comparées au filtre I en rouge. La courbe en pointillé est l'efficacité quantique fournie par le CFHT pour les CCDs de grande résistivité, la courbe en tiret-pointillé est la courbe pour les CCDs EPI, la courbe en tiret est une estimation de la courbe d'efficacité quantique du CCD4 (de grande résistivité) à partir des points zéros dans chacun des filtres de la CFH12K (BVRI).

Les différentes tentatives pour reproduire à partir de ces courbes d'efficacité quantique les points zéros et les termes de couleur n'ont pas été concluantes. Nous avons donc décidé de mesurer la photométrie au sol en utilisant la méthode standard de calibration à l'aide des points zéros et des termes de couleur comme présenté en annexe A.

La majorité des points de photométrie et en particulier les plus précis ont été mesurés avec le télescope spatial. On a typiquement 2 à 3 points au sol pour 6 à 10 points pris avec le télescope spatial. De plus, les points mesurés au sol sont souvent les images de recherche des supernovæ et présentent des erreurs photométriques plus importantes. Les erreurs introduites par la calibration au sol sera donc minime.

★ Les points zéros synthétiques

Pour reproduire les points zéros synthétiques, outre les filtres effectifs, nous devons connaître la surface collectrice du miroir S_{miroir} . Ce terme est en général relativement mal connu, cependant, il ne dépend pas de la longueur d'onde. Nous avons donc utilisé une surface de miroir approximative, c'est la comparaison avec les points zéros observés qui nous a permis de normaliser correctement les filtres effectifs.

Si les filtres effectifs sont corrects la normalisation devrait être similaire pour tous les filtres.

En considérant les points zéros dans le système standard et en utilisant le spectre de Vega $V(\lambda)$ et le terme de normalisation ϵ , nous avons :

$$zero_{filtre} = 2.5 \log_{10} \left(\int_{\lambda} T_{eff}(\lambda) \epsilon S_{miroir} V(\lambda) d\lambda \right) \quad (9.2)$$

La figure 9.2 montre les filtres effectifs construits à partir des filtres fournies par le STsCI. La taille du miroir a été ajustée de manière à reproduire les points zéros observés. Nous voyons sur la figure 9.2 que la normalisation d'un filtre à l'autre est quasiment constante indiquant que les filtres ont été correctement évalués.

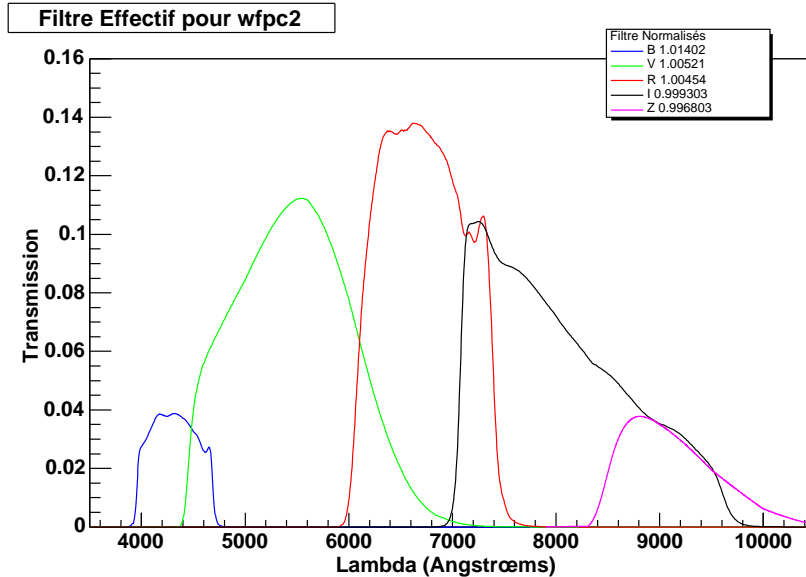


FIG. 9.2 – Filtres BVRIZ effectifs de l'instrument WFPC2 du télescope Hubble normalisés pour reproduire les points zéros observés. La normalisation est proche de 1 et ne varie que très peu d'un filtre à l'autre.

9.2.2 Le modèle de supernova

Pour modéliser les courbes de lumière, nous avons besoin de connaître la luminance des supernovæ de type Ia en fonction du temps et de la longueur d'onde.

Nous avons utilisé le patron de spectres de supernovæ construits à l'aide d'une collection de spectres observés à différentes phases construites par Nugent et al. (2002).

En général, les spectres observés ne sont pas utilisables directement pour faire de la spectrophotométrie. En effet, l'atmosphère joue le rôle de prisme et disperse de manière différentielle les différentes longueurs d'ondes. Cet effet a une dépendance continue en longueur d'onde et peut être corrigé par l'observation photométrique du même objet.

Dans notre cas, les spectres ont été normalisés de manière à reproduire les couleurs observées des supernovæ.

La méthode de construction de ce patron est détaillée dans Nugent, Kim & Perlmutter (2002). Nous utiliserons dans la suite le patrons de spectre modifiés Knop & et al. (2003). Ce patron a été normalisé de manière à reproduire les couleurs observées en UBVRI de supernovæ proches issues de la littérature.

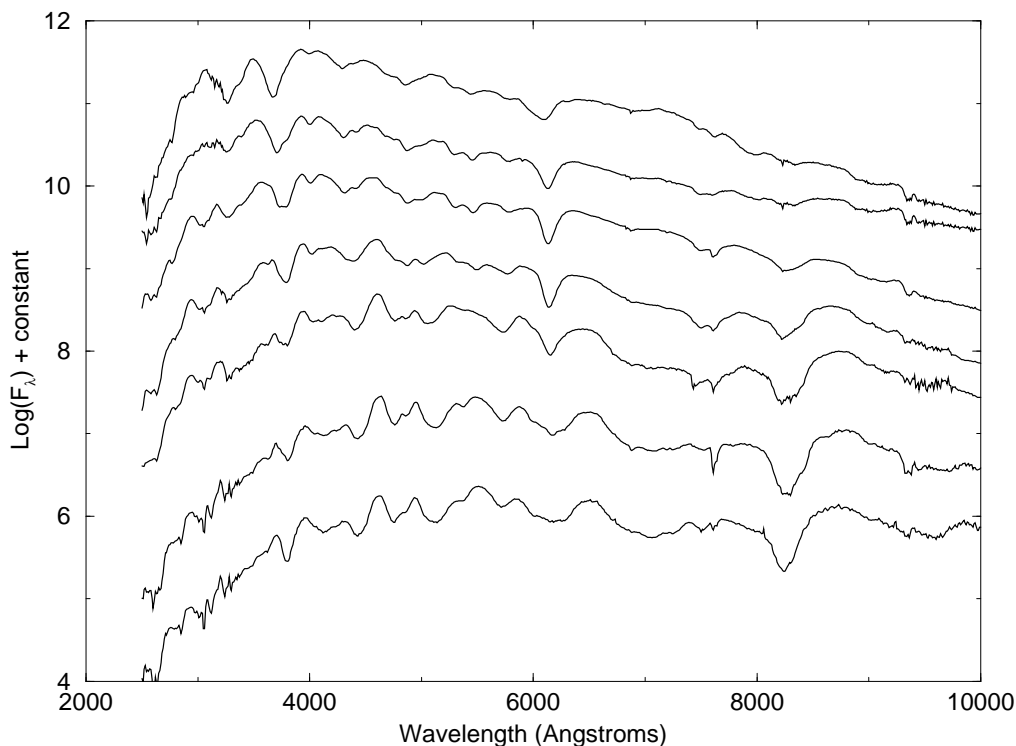


FIG. 9.3 – Cette figure représente le patron de spectres construit par Nugent et al. (2002). Sont représentés un spectre par semaine à partir de 2 semaines avant le maximum de luminosité jusqu'à 4 semaines après.

La figure 9.3 montre le patron construit Nugent et al. (2002) avec un échantillonnage d'une semaine.

Le patron que nous utilisons est composé de 90 spectres normalisés depuis 20 jours avant jusqu'à 70 jours après le maximum de luminosité en B.

Il a enfin été normalisé pour reproduire la luminosité intrinsèque définie par l'équation 2.18 et mesuré par Jha et al. (1999) : $\mathcal{M}_B(max) = -19.5$ pour une constante de Hubble de $63.4 \text{ km s}^{-1} \text{ Mpc}^{-1}$.

La dernière étape de la construction des courbes de lumière est la prise en compte de la distance et du décalage vers le rouge qui sont liés par la cosmologie.

9.2.3 Simulation de la cosmologie

L'équation 2.8, nous donne l'expression du flux d'un objet en fonction de son décalage vers le rouge. Nous pouvons donc, sachant le décalage spectral de notre objet, calculer le flux attendu pour des valeurs données des paramètres cosmologiques.

Nous avons choisi dans la simulation d'utiliser la cosmologie "standard", *i.e.*, celle déterminée par Perlmutter et al. (1999) pour un univers plat avec des valeurs de Ω_M et Ω_Λ respectivement égales à 0.28 et 0.72. Cette paramétrisation n'est qu'une convenance et n'a que pas d'influence sur la forme de la courbe de lumière. Seule la normalisation globale est modifiée.

La deuxième influence de la cosmologie est le décalage vers le rouge qui se traduit par un décalage spectral et par un étalement dans le temps de la courbe de lumière de la supernova (voir chapitre 2). Ces deux effets seront pris en compte lors de la simulation.

Munis de la cosmologie, du patron de spectre de supernovæ de type Ia correctement normalisé et des filtres effectifs, nous sommes en mesure de simuler la courbe de lumière d'une supernova donnée à un décalage vers le rouge donné.

9.2.4 Le modèle de courbe de lumière

Nous pouvons donc écrire pour un filtre effectif $T_{eff}(\lambda)$ et un décalage vers le rouge z :

$$f(t) = \frac{1}{d_L^2(z)4\pi} \int_{\lambda_{obs}} SN(t_{obs}/(1+z), \lambda_{obs}/(1+z)) T_{eff}(\lambda) S_{miroir} d\lambda \quad (9.3)$$

où SN est le patron de spectre de supernova, $d_L(z)$ la distance de luminosité donnée par l'équation 2.10 et S_{miroir} la surface collectrice du miroir.

Pour obtenir une simulation en magnitude, il suffit d'utiliser le zéro point défini par l'équation 9.2 et la définition des magnitudes A.5.

La figure 9.4 montre une simulation de courbe de lumière d'une supernova à un décalage vers le rouge de 0.5.

Ce simulateur de courbe de lumière va nous permettre d'ajuster les paramètres de nos courbes de lumière. Voyons finalement comment nous tenons compte de l'absorption de la lumière par les nuages de poussière dans notre galaxie.

9.2.5 L'extinction Galactique

Comme nous l'avons vu dans le chapitre 2, nous avons une bonne connaissance de la quantité de poussière Galactique en fonction de la direction d'observation. Ceci nous permet en particulier, connaissant les lois d'extinction de corriger pour cette absorption.

Nous avons donc utilisé la loi d'extinction définie par l'équation 2.33 pour la normalisation donnée par Cardelli et al. (1989). Les valeurs de $E(B - V)$ ont été déterminées en utilisant les cartes de poussière présentées dans Schlegel, Finkbeiner & Davis (1998). Nous avons utilisé le code développé par ces auteurs pour déterminer les valeurs de excès de couleur.

Pour prendre en compte l'absorption Galactique, nous avons simplement modifié notre filtre effectif en ajoutant cette contribution :

$$T'_{eff}(\lambda) = T_{eff}(\lambda)T_{Gal} \quad (9.4)$$

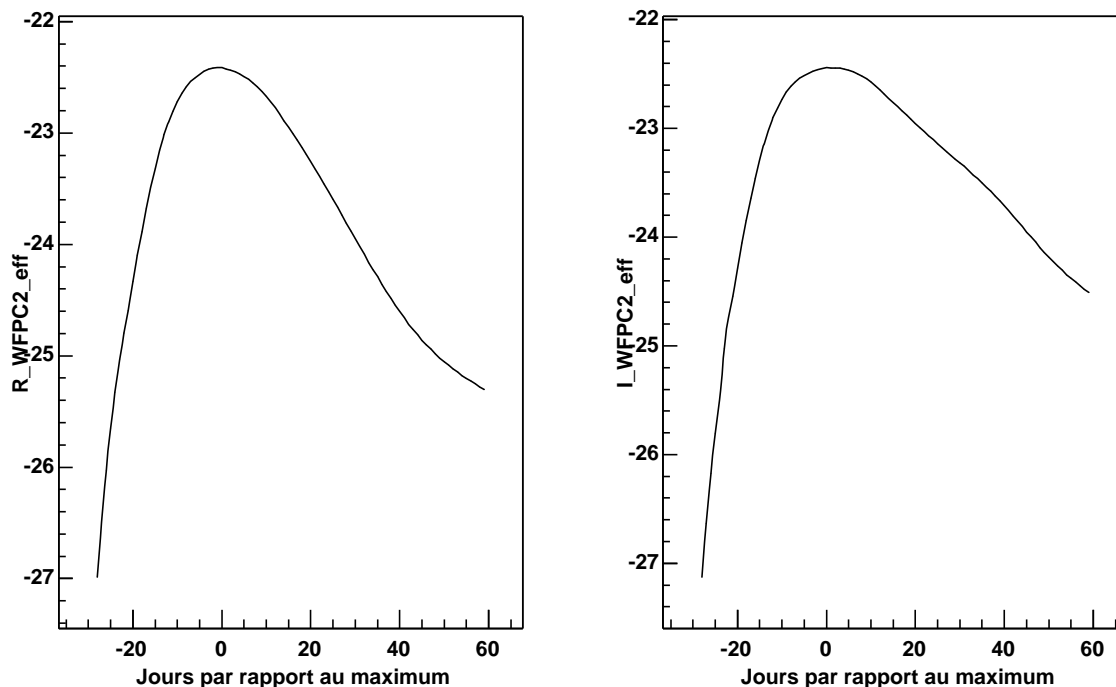
Courbe de lumière simulée à $z=0.5$ 

FIG. 9.4 – Courbes de lumière simulées dans les filtres R et I de l'instrument WFPC2 du télescope Hubble pour une supernova à un décalage vers le rouge de 0.5.

En utilisant, la loi d'extinction en magnitude 2.34, nous avons en passant en flux :

$$T_{Gal} = 10^{-0.4f(\lambda)E(B-V)} \quad (9.5)$$

On vérifie que pour un excès de couleur nul, la transmission est 1.

La figure 9.5 montre la loi d'extinction pour des valeurs typiques de $E(B - V)$.

Nous disposons désormais d'un modèle qui nous permet de simuler les flux de supernova pour une décalage vers le rouge, une absorption Galactique et un filtre donné.

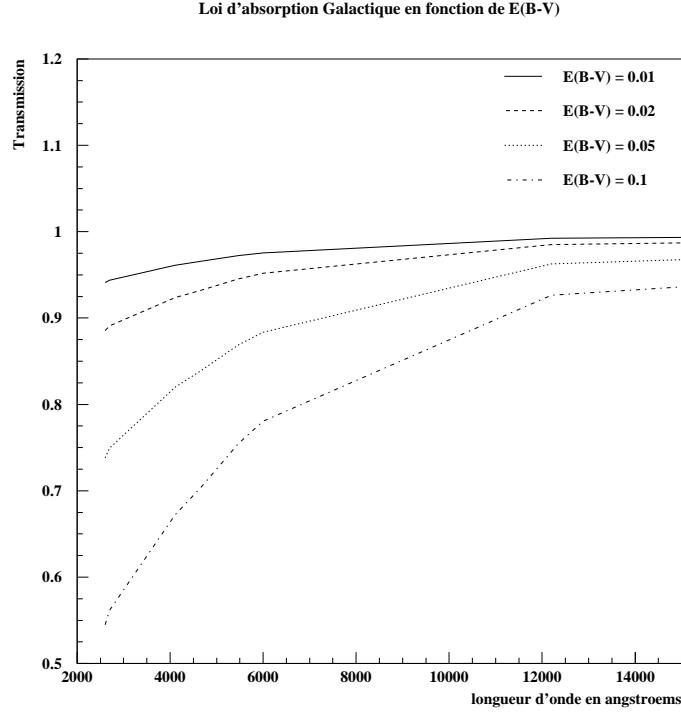
9.3 Ajustement des courbes de lumière

Dans cette partie, nous décrivons comment, à partir de notre modèle, nous déterminons les paramètres des courbes de lumière.

9.3.1 L'ajustement

Les paramètres que nous voulons estimer sont : le flux au maximum (ou de manière équivalente la magnitude) et le facteur d'étirement dans chaque bande d'observation et la date du maximum de luminosité (définie par le patron de spectre de supernova). Ce dernier est estimé de manière simultanée dans chaque bande.

L'ajustement est effectué en flux pour éviter les problèmes de divergences du système logarithmique des magnitudes. Cela permet en particulier de manipuler des flux négatifs.

FIG. 9.5 – Loi d'extinction Galactique pour des valeurs typiques de $E(B - V)$

Le χ^2 s'écrit donc :

$$\chi^2 = \sum_{b=\text{bande}} \sum_{o=\text{obs}} \left(\frac{f_{b,o} - \text{modele}(t_{b,o})}{\sigma_{b,o}} \right)^2 \quad (9.6)$$

avec $f_{b,o}$ et $\sigma_{b,o}$ le flux et l'erreur observée au temps $t_{b,o}$.

Le modèle s'écrit en utilisant 9.3 avec le filtre effectif défini par 2.34 :

$$\text{modele}(t_{b,o}) = \Delta_b f((t_{b,o} - t_{\max})/s) \quad (9.7)$$

où t_{\max} , Δ_b et s sont respectivement le jour du maximum de luminosité, un facteur de normalisation en flux dans la bande b et le facteur d'étirement.

L'ajustement et le calcul des erreurs est fait en utilisant la bibliothèque de minimisation MINUIT (Roos & James (1994)).

Le flux observé est donc : Δ_b multiplié par $f(t)$ le flux simulé dans le filtre. Pour passer du filtre effectif au filtre standard on simule le flux de la supernova dans le filtre standard et on multiplie par Δ :

$$f_{b,\text{standard}}^{\text{obs}}(t_{\max}) = \Delta_b f_{b,\text{standard}}^{\text{sim}}(t_{\max}) \quad (9.8)$$

On exprime les flux en photons par seconde et par centimètre carré.

Pour passer en magnitude, on utilise le point zéro défini par 9.2 que l'on applique aux filtres standards :

$$Mag_{b,standard}^{obs}(t_{max}) = -2.5 \log_{10}(\Delta f_{b,standard}^{sim}(t_{max})) + zero_b \quad (9.9)$$

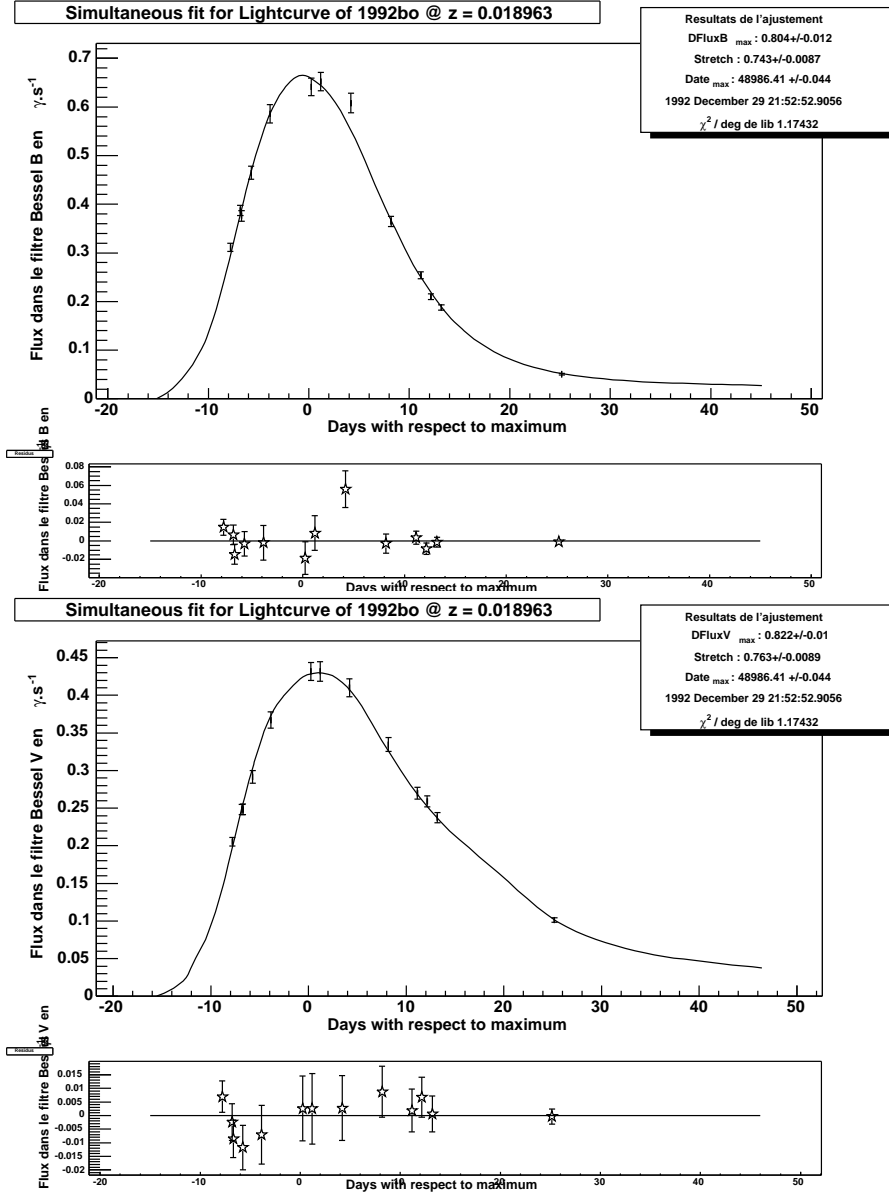


FIG. 9.6 – Ajustement de la courbe de lumière de 1992bo découverte dans le cadre du Cal n-Tololo supernova survey. Cette supernova a un décalage vers le rouge de 0.018. Le résultat est présenté en flux corrigé pour l'extinction Galactique. Les deux cadres du bas représentent les résidus de l'ajustement.

Les figures 9.6 et 9.7 représentent les résultats de l'ajustement de la courbe de lumière de SN1992bo corrigés pour l'absorption Galactique et exprimés dans les filtres B et V standards en flux et en magnitude.

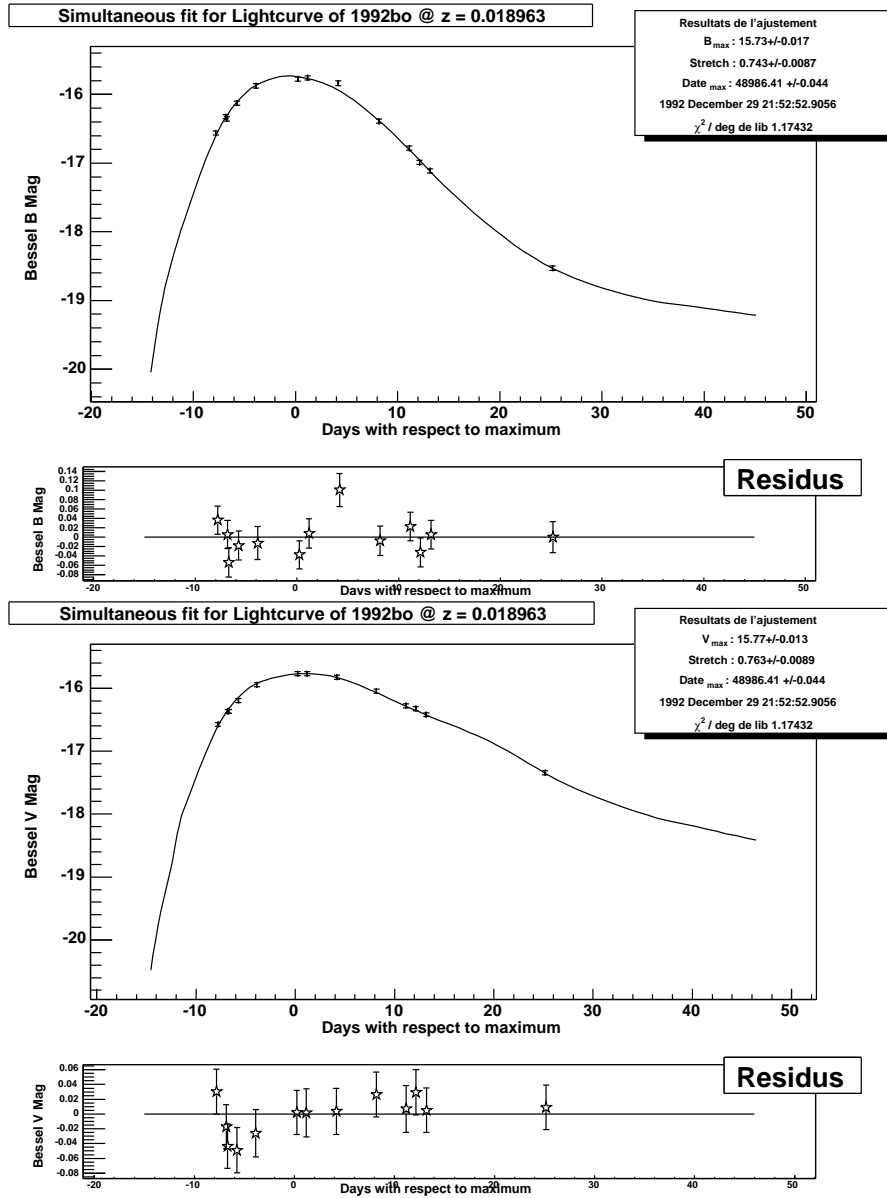


FIG. 9.7 – Ajustement de la courbe de lumière de 1992bo découverte dans le cadre du Calán-Tololo supernova survey. Cette supernova a un décalage vers le rouge de 0.018. Le résultat est présenté en magnitude corrigé pour l'extinction Galactique. Les deux cadres du bas représentent les résidus de l'ajustement.

9.3.2 Les corrections K

Cette correction est très similaire à celle que nous avons appliquée pour passer dans le filtre standard.

Nous cherchons à exprimer le flux ou la magnitude de notre supernova dans un filtre dans le référentiel de la supernova. Comme nous l'avons vu les filtres d'observation sont choisis pour correspondre aux filtres B et V dans ce référentiel.

Pour faire la correction, nous utilisons donc les filtres B et V standards, qui sont décalés vers

le rouge pour correspondre au décalage spectral de la supernova considérée. On intègre ensuite le flux dans ces filtres, puis, on le multiplie par le facteur Δ issu de l'ajustement. On obtient ainsi l'expression des flux dans le référentiel de la supernova. En utilisant une nouvelle fois les points zéros définis par 9.2, on peut exprimer nos flux en magnitude standard dans le référentiel de la supernova.

On rappelle ici que l'absorption Galactique est prise en compte dans le facteur Δ , nos flux et nos magnitudes sont donc directement utilisables pour estimer des distances.

9.4 Contrôle de la procédure d'ajustement

Pour contrôler nos routines d'ajustement de courbe de lumière, nous avons utilisé les supernovæ proches publiées (Hamuy et al. (1996b) & Riess et al. (1999)).

Les ajustements des courbes de lumière ont été effectués par les groupes du HIZSN et du SCP pour faire leur mesure de cosmologie (Riess et al. (1998), Perlmutter et al. (1999), Tonry & et al (2003) & Knop & et al. (2003)).

Dans la suite, nous comparerons les résultats obtenus par Knop & et al. (2003) avec ceux de cette analyse.

L'analyse des courbes de lumière faite par Knop & et al. (2003) repose sur l'ajustement des patrons de courbes de lumière construits par Goldhaber et al. (2001), qui ont par définition un facteur d'étirement égal à 1.

Nous avons donc utilisé le patron en B pour exprimer la valeur du facteur d'étirement issu de notre analyse en fonction du "vrai" facteur d'étirement. La figure 9.8 montre le résultat de l'ajustement du patron, il nous donne :

$$s_U = 0.957 s_{standard}^U \quad (9.10)$$

$$s_B = 0.960 s_{standard}^B \quad (9.11)$$

$$s_V = 0.984 s_{standard}^V \quad (9.12)$$

avec $s_{standard}^U$, $s_{standard}^B$ et $s_{standard}^V$ respectivement les valeurs de facteur d'étirement définies pour le patron de Goldhaber et al. (2001).

Cette figure montre de plus, que les flux au maximum pour notre modèle sont légèrement supérieurs en U et en B. Ceci ne devrait en principe pas avoir d'incidence, toutes les mesures de cosmologie seront faites en utilisant des ajustements de courbes de lumière avec le même modèle.

Les courbes de lumière montrent cependant un accord relativement bon. Voyons comment en terme d'estimation des paramètres des courbes de lumière cela se traduit.

★ Les magnitudes au maximum

La figure 9.9 montre la comparaison entre les magnitudes dans le filtre B obtenues en utilisant notre modèle et l'estimation de Knop & et al. (2003). La figure de gauche présente un certain nombre de supernovæ pour lesquelles le flux est surestimé dans notre analyse, la figure du centre montre qu'il s'agit des supernovæ pour lesquelles l'erreur sur la mesure est la plus grande en général. Il s'agit des supernovæ dont les observations ont été débutées après le maximum de luminosité.

Comme nous l'avons vu, le maximum de la courbe de lumière de Goldhaber et al. (2001) est plus bas que le notre ; l'extrapolation de la courbe de lumière au maximum donne donc une magnitude au maximum plus grande.

Enfin, la figure de droite montre la comparaison des magnitudes pour les supernovæ dont l'erreur sur la photométrie est inférieur à 0.03 magnitudes.

Paramètre	notre analyse	Knop & et al. (2003)
M_R	23.44	23.44
M_B^{rest}	23.07 ± 0.02	23.065 ± 0.02
s	1.01	1.06

TAB. 9.1 – Comparaison des paramètres de la courbe de lumière de 2000fr pour notre analyse et celle de Knop & et al. (2003).

★ Les facteurs d'étirement

La figure 9.10 montre la comparaison des facteurs d'étirement. Nous voyons que le rapport entre les deux estimations est égal au facteur d'étirement que nous avons estimé pour le patron de courbe de lumière du SCP (équation 9.12). La figure montre une certaine dispersion entre les deux estimations (environ 6%), cette dispersion se réduit à 2% pour les supernovæ avec une erreur sur la magnitude au maximum inférieur à 0.03.

★ L'absorption Galactique

Notre estimation de l'extinction Galactique est faite durant l'ajustement de la courbe de lumière. La magnitude au maximum est donc corrigée à ce moment. Pour pouvoir comparer nos mesures d'absorption, nous avons donc estimé les flux de la supernova au travers du filtre effectif avec et sans absorption Galactique. L'absorption s'écrit alors pour le filtre X :

$$A_X = 2.5 \log_{10} \left(\frac{\int_{\lambda} T_X^{eff}(\lambda) SN(\lambda) d\lambda}{\int_{\lambda} T_X^{eff}(\lambda) SN(\lambda) T_{Gal}(\lambda, E(B - V)) d\lambda} \right) \quad (9.13)$$

La figure 9.11 montre la comparaison des absorptions pour les deux analyses. Les absorptions sont en moyenne équivalentes avec une dispersion de l'ordre du %.

★ Comparaison des corrections K

De la même manière que pour l'estimation de la correction pour l'absorption Galactique, la correction K est directement intégrée dans l'ajustement des paramètres de la courbe de lumière, le résultat est directement exprimé dans le filtre standard du référentiel de la supernova le plus proche du filtre observationnel.

Nous avons donc utilisé l'équation 2.26 pour estimer la correction K pour passer du filtre standard observateur au filtre standard dans le référentiel de la supernova.

Les supernovæ utilisées pour la comparaison sont proches, il s'agit donc d'une correction du filtre B observateur vers le filtre B dans le référentiel de la supernova.

La figure 9.12 montre la comparaison entre les deux analyses. Les deux estimations sont en moyenne égales avec une dispersion de l'ordre du %

★ Comparaison pour 2000fr

La supernova 2000fr a été analysée de manière indépendante dans le même article et dans notre analyse. Elle nous a donc servi de point de comparaison pour les deux analyses.

Le tableau 9.1 montre les paramètres de la courbe de lumière estimés par les deux méthodes.

Malgré une approche relativement différente, nous voyons que les estimations sont en très bon accord. La différence entre les deux facteurs d'étirement est due à différence entre les deux modèles de courbes de lumière. Nous vérifions bien que $1.01/0.96 = 1.06$.

9.5 Conclusion

Nous disposons maintenant des outils qui nous permettent à partir des flux observés de supernovæ de type Ia d'ajuster les courbes de lumière et de déterminer les quantités utiles pour faire des mesures de distance (les magnitudes au maximum de luminosité dans le référentiel de la supernova, le facteur d'étirement). L'ajustement en prenant en compte tous les effets systématiques liés à la mesure (absorption Galactique, différence de filtre, correction K,...) permet de minimiser les corrections successives qui doivent être faites pour déterminer les paramètres pertinents.

La comparaison de nos résultats avec des analyses indépendantes des courbes de lumière de 25 supernovæ proche effectué par Knop & et al. (2003) nous a permis de valider l'ensemble des procédures d'ajustement. Nous avons enfin vérifié sur une supernova lointaine commune aux deux analyses que toute la procédure depuis les mesures de photométrie était correcte.

Nous sommes désormais en mesure de faire des mesures de distance qui nous permettront d'accéder aux paramètres cosmologiques.

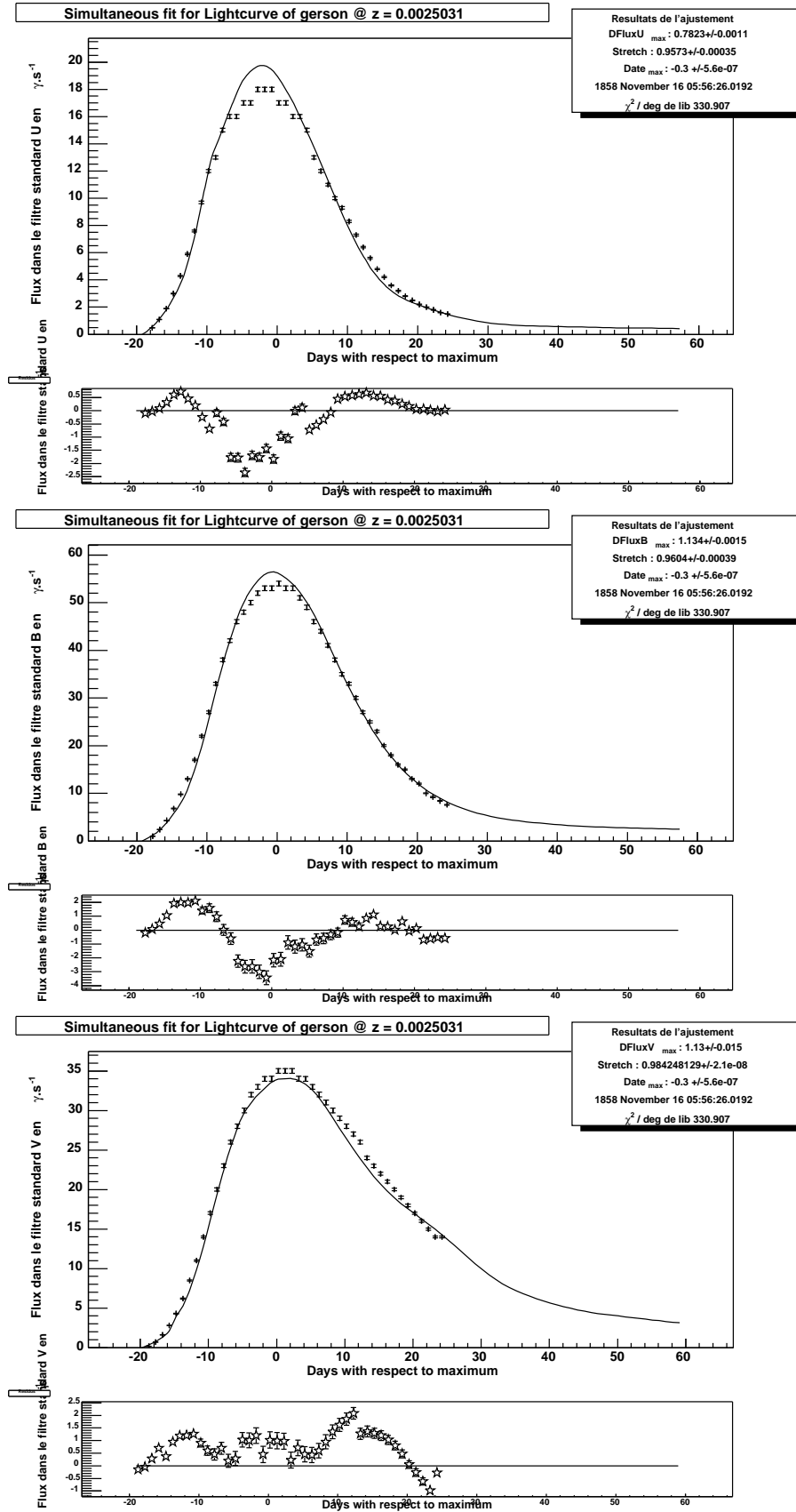
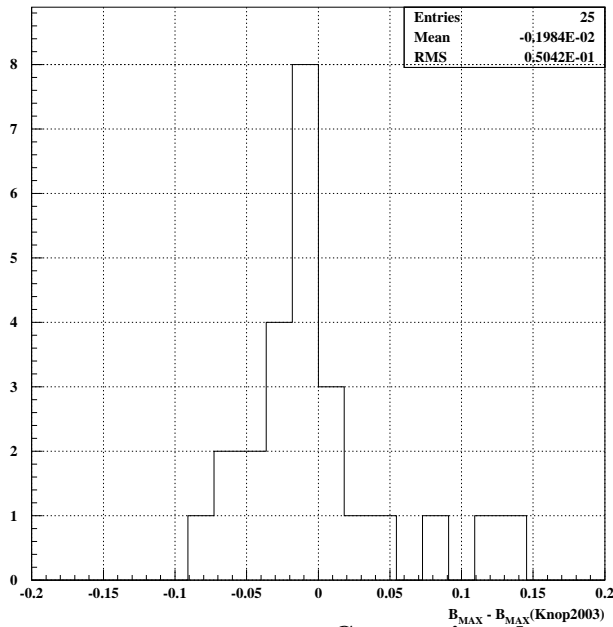
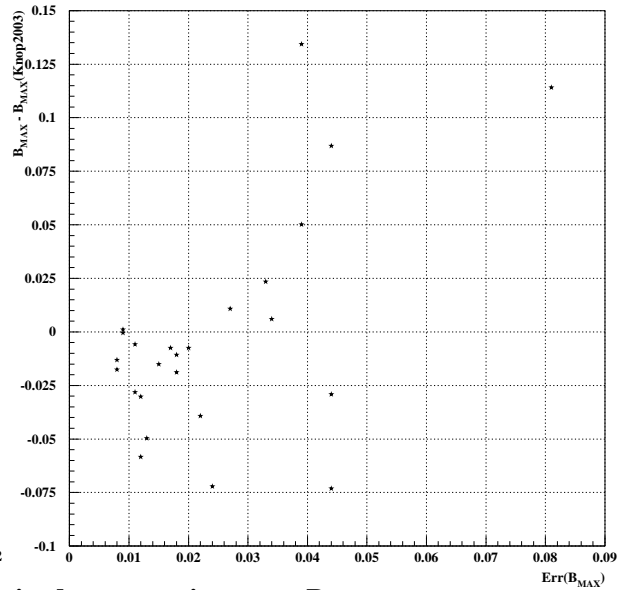


FIG. 9.8 – Comparaison des modèles de courbe de lumière de Goldhaber et al. (2001) et de notre simulateur en flux. De haut en bas, nous considérons les bandes *UBV* standard.

Comparaison des magnitudes au maximum en B



Comparaison des magnitudes au maximum en B



Comparaison des magnitudes au maximum en B

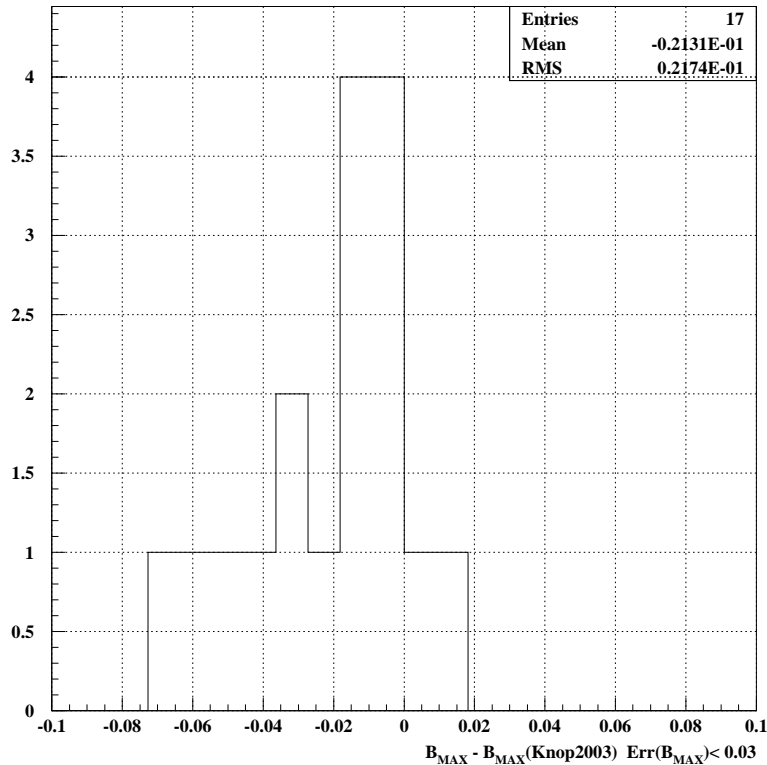


FIG. 9.9 – Comparaison des estimations de M_B de cette analyse et de Knop *et al.* (2003), les trois figures montrent la différence entre les magnitudes B au maximum des supernovæ proches (avec un décalage vers le rouge inférieur à 0.2) utilisées dans cet article. La figure de gauche montre la différence des magnitudes, celle du centre, la différence en fonction de l'erreur photométrique en magnitude, celle de droite, la différence pour les supernovæ avec une erreur photométrique inférieur à 0.03 magnitudes.

Comparaison des facteurs d'étirement avec Knop2003

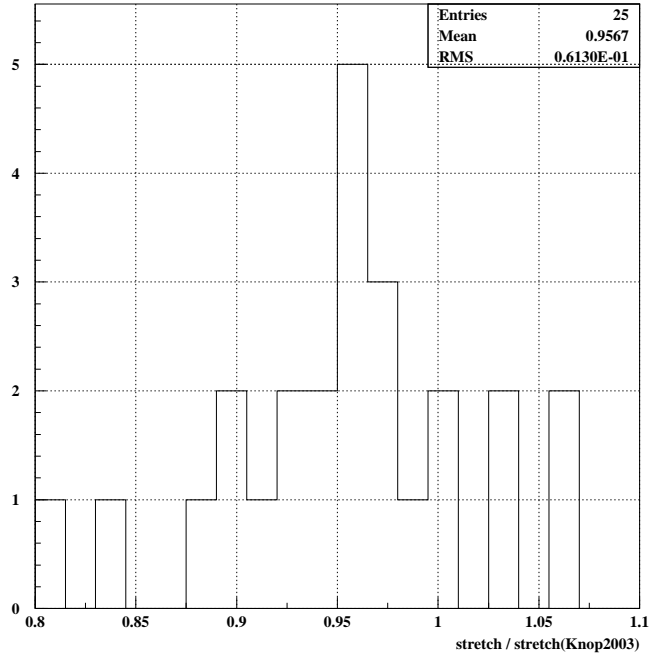


FIG. 9.10 – Comparaison des facteurs d'étirement de notre analyse et de celle du SCP

Comparaison des absorptions galactiques en B avec Knop(2003)

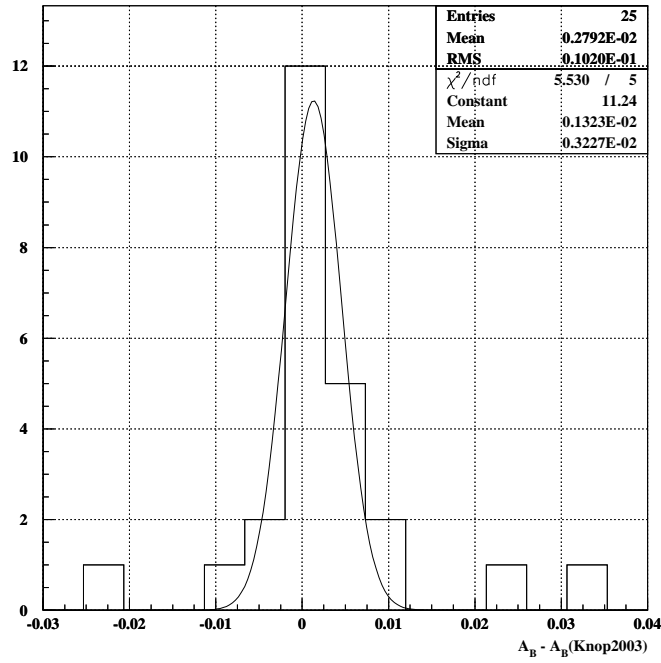


FIG. 9.11 – Comparaison de l'absorption dans le filtre B de notre analyse et de celle du SCP

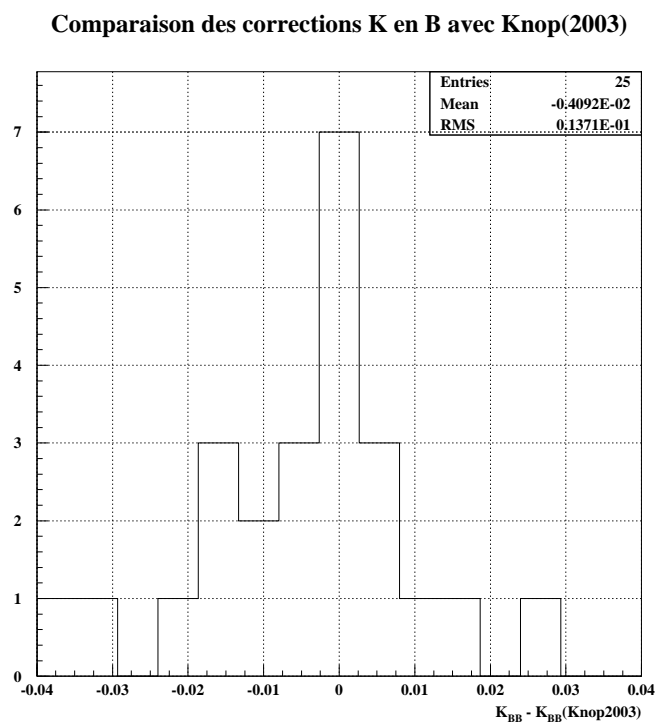


FIG. 9.12 – Comparaison de la correction K dans le filtre B de notre analyse et de celle du SCP.

Chapitre 10

Diagramme de Hubble et cosmologie

Rêver un impossible rêve
Porter le chagrin des départs
Brûler d'une possible fièvre
partir où personne ne part
Aimer jusqu'à la déchirure
Aimer, même trop, même mal,
Tenter, sans force et sans armure,
D'atteindre l'inaccessible étoile
Telle est ma quête,
Suivre l'étoile
Peu importe mes chances
Peu m'importe le temps
Ou ma désespérance
Et puis lutter toujours
Sans questions ni repos
Se damner
Pour l'or d'un mot d'amour
Je ne sais si je serai ce héros
Mais mon coeur serait tranquille
Et les villes s'éclabousseraient de bleu
Parce qu'un malheureux
Brûle encore, bien qu'ayant tout brûlé
Brûle encore, même trop, même mal
Pour atteindre à s'en écarteler
Pour atteindre l'inaccessible étoile.
Rêver un impossible rêve, Jacques Brel

Dans ce chapitre, nous détaillons comment à partir, des paramètres des courbes de lumière déterminés en utilisant les méthodes présentées dans le chapitre précédent, nous avons construit des estimateurs de distance de nos supernovæ lointaines. Cette estimation repose sur la comparaison avec des supernovæ proches qui servent d'étalon en fixant la valeur de la luminosité intrinsèque au maximum de luminosité et de la constante de Hubble.

Nous avons donc, à partir de supernovæ proches publiées, construit un lot d'une centaine d'objets avec des décalages inférieurs à 0.02. Ces supernovæ ont été analysées en utilisant les mêmes méthodes que nos supernovæ lointaines.

Dans un premier temps, nous décrivons la construction de ce lot de supernovæ proches. Puis, nous détaillons comment à partir de leurs observations dans les filtres U, B et V, nous avons construit des estimateurs de distance en utilisant les relations de standardisation décrites dans le chapitre 6.

Dans un second temps, nous présentons les diagrammes de Hubble construits en incluant nos 6

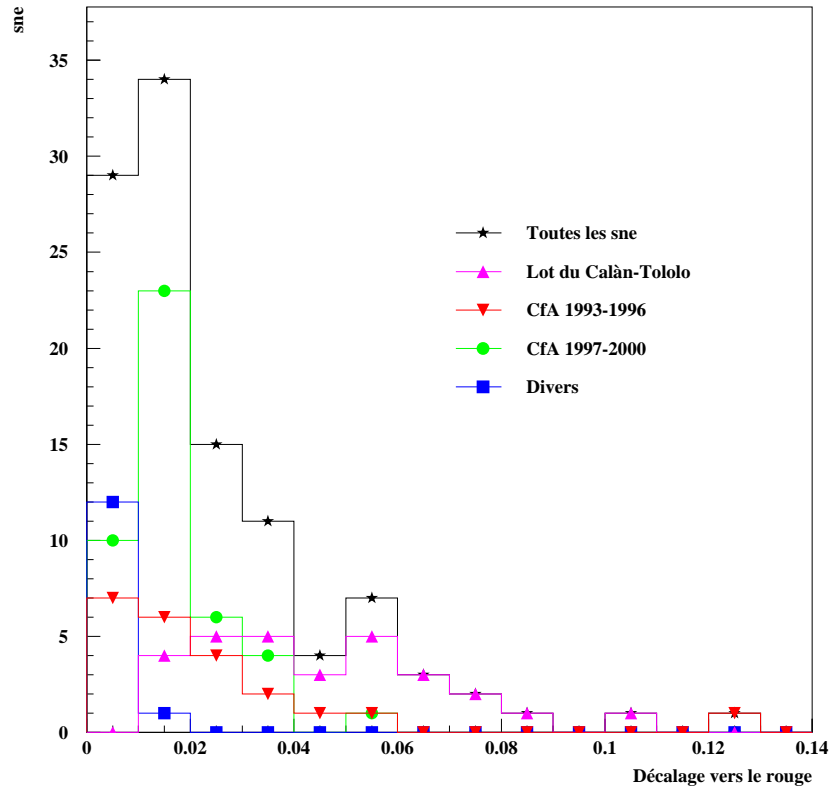


FIG. 10.1 – Distribution des décalages vers le rouge pour les supernovæ proches utilisées dans cette analyse.

Les résultats des ajustements sont présentés dans le tableau C.2. Les magnitudes y sont exprimées dans les filtres UBV Johnson-Cousins corrigées pour l'absorption Galactique puis amenées dans les filtres du référentiel des supernovæ, *i.e.*, corrigées pour la correction K.

Le facteur d'étirement a été estimé de manière indépendante dans chaque filtre. Sa valeur est exprimée dans le système défini par notre modèle de courbe de lumière. On utilisera les relations 9.12 pour passer dans le système défini par Goldhaber et al. (2001).

Nous indiquons chaque fois une estimation des corrections qui ont été appliquées :

- La correction K dans chaque filtre.
- L'absorption Galactique dans chaque filtre.

Nous rappelons que ces corrections sont faites directement au moment de l'ajustement.

Enfin, nous indiquons le χ^2 par degré de liberté pour chaque ajustement. Les grandes valeurs correspondent en général à des supernovæ atypiques comme 1998de qui a un facteur d'étirement petit (0.62). La figure 10.4 montre sa courbe de lumière en flux dans le filtre B. Nous voyons clairement sur cet exemple que le facteur d'étirement ne permet pas d'amener le modèle sur les données pour les points au delà d'une vingtaine de jours après le maximum de luminosité. Nous voyons ici les limites de l'utilisation du facteur d'étirement.

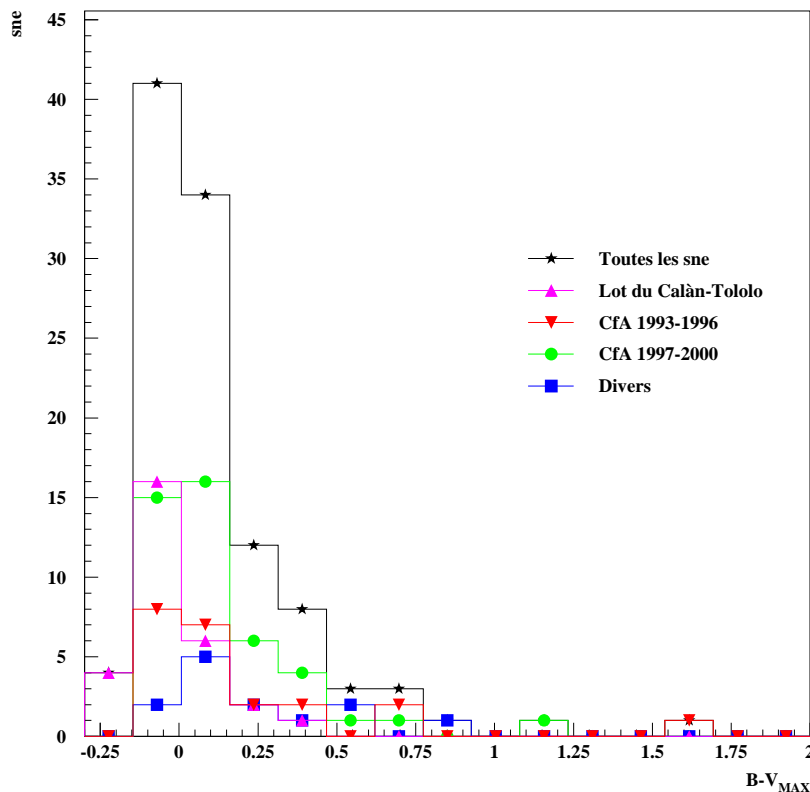


FIG. 10.2 – Distribution des couleurs pour les supernovæ proches utilisées dans cette analyse.

10.2 Les mesures de distance des supernovæ proches

A partir des paramètres des courbes de lumière, nous voulons construire un estimateur de distance. La magnitude en B dans le référentiel des supernovæ est l'estimateur le plus couramment utilisé (Perlmutter et al. (1999), Riess et al. (1998)).

Nous avons vu auparavant (6) que plusieurs mesures permettaient de réduire la dispersion de la luminosité au maximum (de 0.5 magnitude) de manière importante et en particulier la mesure du facteur d'étirement et la couleur au maximum ($B - V$).

Dans la suite, nous utiliserons ces deux paramètres pour construire nos estimateurs de distance. En utilisant la relation 2.20, nous pouvons écrire :

$$m(z) - M = 5 \log_{10}(\mathcal{D}(z, \Omega_M, \Omega_\Lambda)) = \mu(z, \Omega_M, \Omega_\Lambda) \quad (10.1)$$

où $\mu(z, \Omega_M, \Omega_\Lambda)$ est le module de distance de la supernova et $M = \mathcal{M} + 25 - 5 \log_{10}(H_0)$ est un terme de nuisance qui prend en compte la constante de Hubble et la luminosité intrinsèque des supernovæ.

Si nous appliquons les relations de standardisation, en utilisant le facteur d'étirement et la couleur au maximum, nous pouvons réexprimer notre module de distance comme :

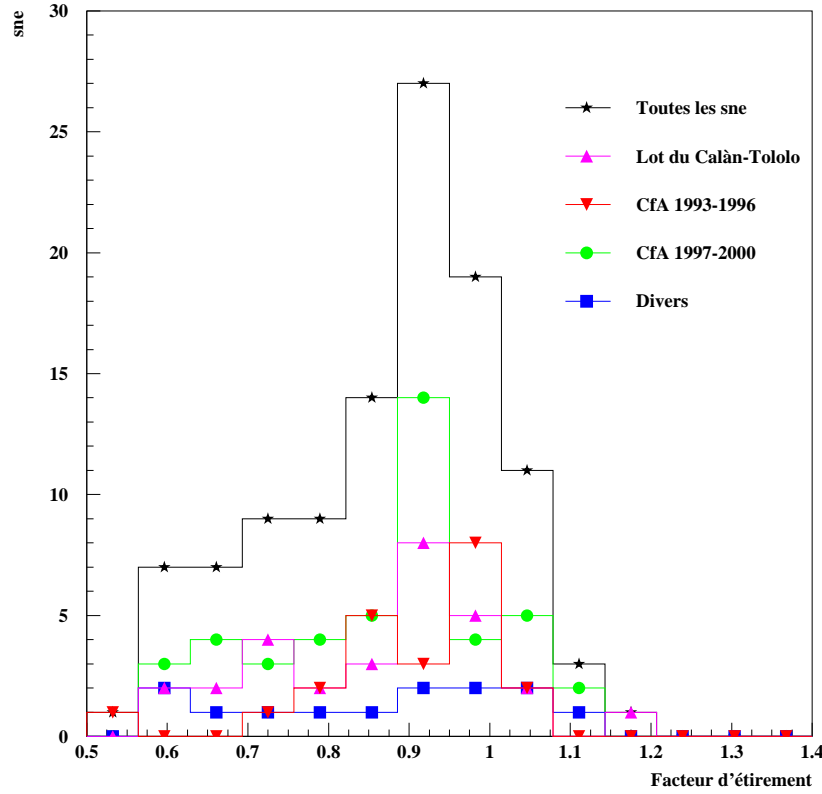


FIG. 10.3 – *Distribution des facteurs d'étirement pour les supernovæ proches utilisées dans cette analyse.*

$$m(z) - M = \mu(z, \Omega_M, \Omega_\Lambda) + \alpha(1 - s) + \beta(col) \quad (10.2)$$

Les supernovæ proches vont nous servir d'étalon pour la mesure de μ , elles vont permettre de fixer le paramètre M .

La figure 10.5 montre l'écart en magnitude dans le filtre B à un modèle d'univers vide ($\Omega_M = 0, \Omega_\Lambda = 0$) pour plusieurs modèles cosmologiques en fonction du décalage vers le rouge. Nous voyons que la dégénérescence entre les différents modèles est progressivement levée à partir de décalages vers le rouge autour de 0.2. Dans ce diagramme, les supernovæ proches vont fixer la ligne de base, les supernovæ lointaines permettront de différencier les différents modèles.

10.2.1 Diagramme de Hubble B

Nous avons construit un diagramme de Hubble dans le filtre B du lot de supernovæ proches. Pour cela, le modèle suivant a été ajusté :

$$\chi^2 = \sum_{sn=i} \left(\frac{m_B^{corr} - \alpha(1 - s) - \beta(m_B^{corr} - m_V^{corr}) - (M + \mu(z, \Omega_M, \Omega_\Lambda))}{\sigma_i} \right)^2 \quad (10.3)$$

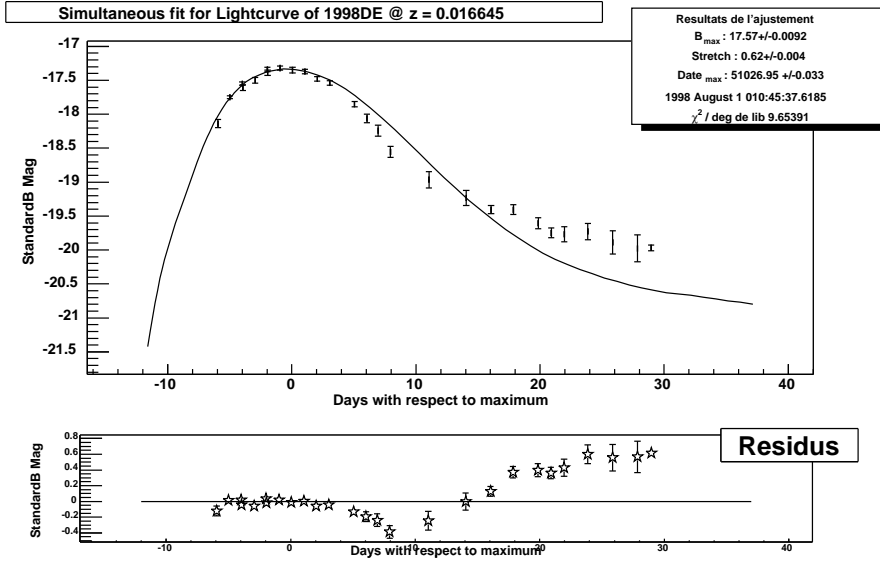


FIG. 10.4 – Courbe de lumière de 1998de issues du lot CfA 1997-2000. Cette supernova sous-lumineuse a un décalage vers le rouge de 0.015 et un facteur d'étirement de 0.62.

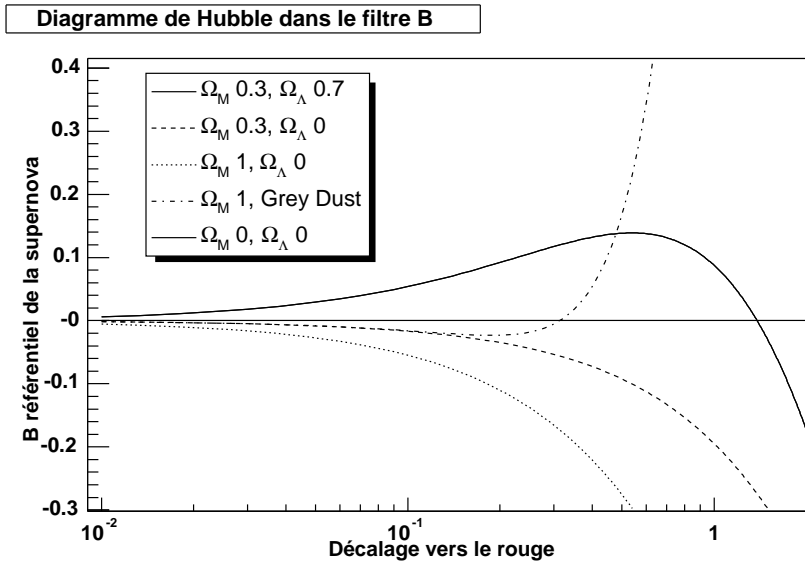


FIG. 10.5 – Écart au modèle d'univers vide pour plusieurs modèles d'univers en magnitude dans le filtre B pour des supernovæ de type Ia en fonction du décalage vers le rouge. La ligne continue est le modèle "standard" avec une constante cosmologique non nulle, en pointillé, le modèle Einstein-De Sitter ($\Omega_M = 1, \Omega_\Lambda = 0$), en tiret, un modèle d'univers ouvert sans constante cosmologique ($\Omega_M = 0.3, \Omega_\Lambda = 0$), en tiret-pointillé, un modèle Einstein-De Sitter avec poussières grises.

où l'erreur σ_i pour un point de mesure s'écrit :

$$\sigma_i^2 = (1 - \beta)^2 \sigma_{m_B}^2 + \beta^2 \sigma_{m_V}^2 + \alpha^2 \sigma_s^2 + \text{Disp}^2 + \left(\frac{d\mu(z, \Omega_M, \Omega_\Lambda)}{dz} \right)^2 \sigma_z^2 \quad (10.4)$$

où σ_{mb} et σ_{mv} sont les erreurs sur la mesure des magnitudes au maximum en B et en V, σ_s , l'erreur sur le facteur d'étirement, $Disp$ la dispersion intrinsèque de la magnitude en B des supernovæ (nous prendrons une valeur de 0.11) et σ_z l'erreur sur la mesure du décalage vers le rouge. Nous considérons une erreur intrinsèque sur le décalage vers le rouge de 0.001 correspond à la dispersion observée des mouvements propres des galaxies.

Les paramètres ajustés sont α , β et M respectivement la correction pour le facteur d'étirement, pour la couleur et le terme constant. Nous avons considéré lors de cet ajustement une cosmologie avec $\Omega_M = 0.28$ et $\Omega_\Lambda = 0.72$, ce choix n'a en pratique aucune influence pour les décalages vers le rouge considéré comme le montre la figure 10.5.

La figure 10.6 montre le diagramme de Hubble construit en fixant les paramètres α et β à 0, seul M est ajusté. Nous trouvons alors une dispersion des résidus en magnitude de 0.49.

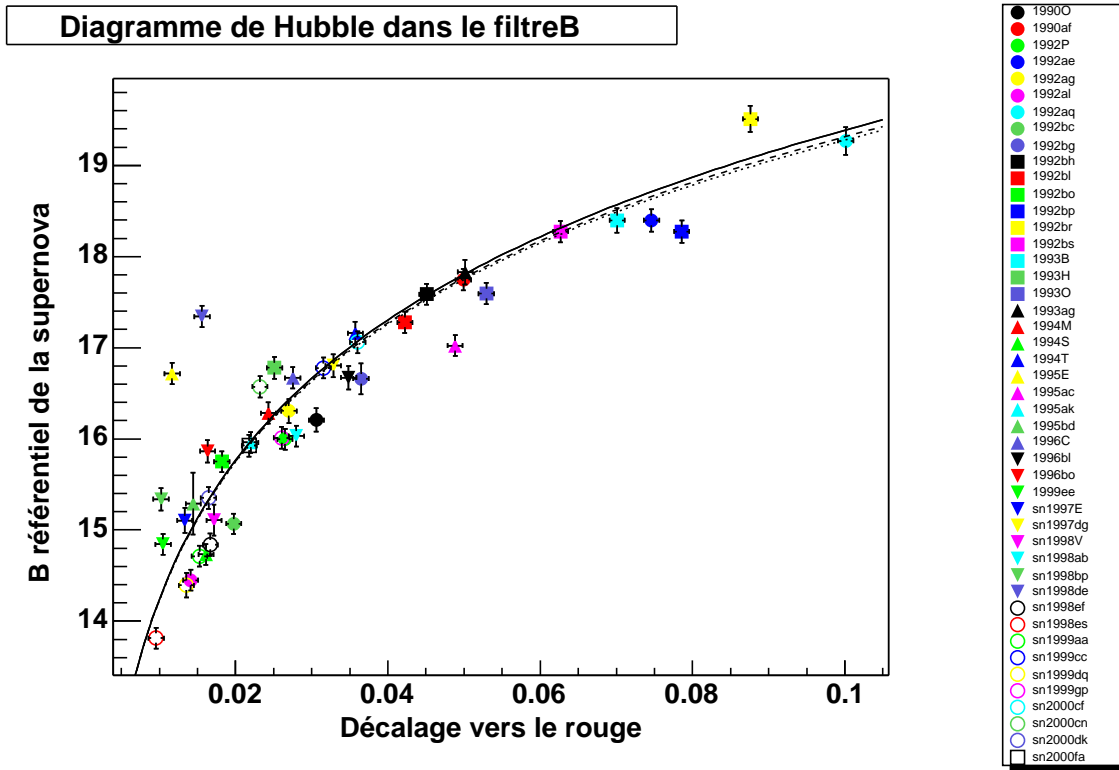


FIG. 10.6 – Diagramme de Hubble en B sans correction pour le facteur d'étirement ni pour la couleur pour un lot de 46 supernovæ proches avec des décalages vers le rouge au delà de 0.01.

★ Corrélation entre luminosité au maximum en B et le facteur d'étirement

La figure 10.7 montre la valeur des résidus au diagramme de Hubble pour $\alpha = 0$ et $\beta = 0$ en fonction du facteur d'étirement. Nous vérifions bien que les supernovæ dont le facteur d'étirement le plus grand sont aussi les plus brillantes (la magnitude la plus faible et donc un résidu négatif). On vérifie donc la loi de Phillips (Phillips (1993)).

★ Corrélation entre les résidus et la couleur

La figure 10.8 montre la corrélation entre la couleur et les résidus au diagramme de Hubble pour

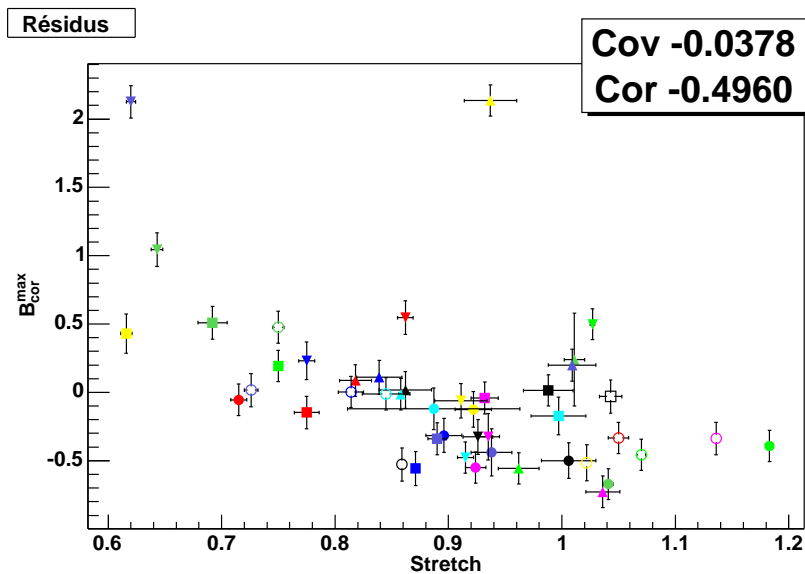


FIG. 10.7 – Corrélation entre les résidus du diagramme de Hubble et le facteur d'étirement

$\alpha = 0$ et $\beta = 0$. Cette corrélation nous indique que les supernovæ les plus rouges (avec les B-V les plus grands) sont aussi les moins lumineuses. Ceci est en accord avec les lois d'extinction que nous observons. Cette corrélation va nous permettre de corriger durant l'ajustement l'extinction en dehors de notre Galaxie (par des poussières le long de la ligne de visée et dans la galaxie hôte).

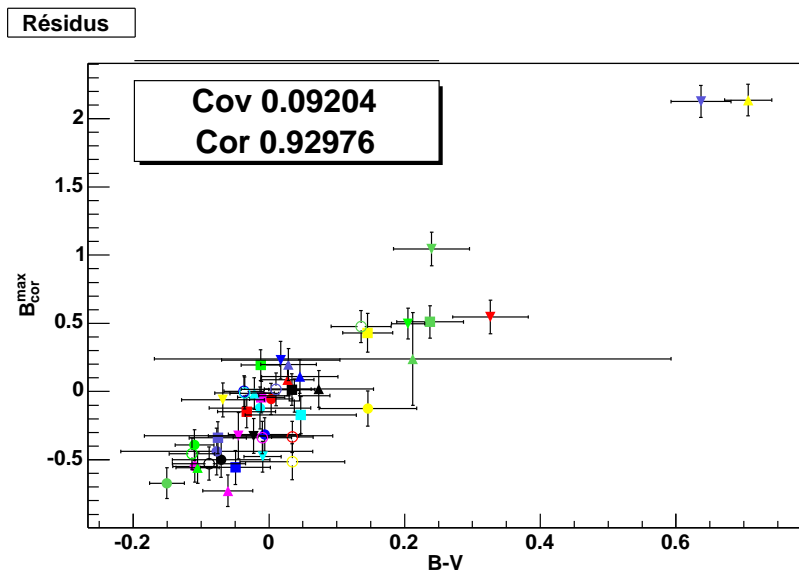


FIG. 10.8 – Corrélation entre les résidus du diagramme de Hubble en B et la couleur au maximum.

★ Diagramme de Hubble et relations de standardisation

La figure 10.9 montre le diagramme de Hubble obtenu en ajustant les paramètres de standardisa-

tion α et β . Nous trouvons une dispersion de 0.18 magnitude comparable aux dispersions observées pour les autres analyses (Perlmutter et al. (1999) & Riess et al. (1998)).

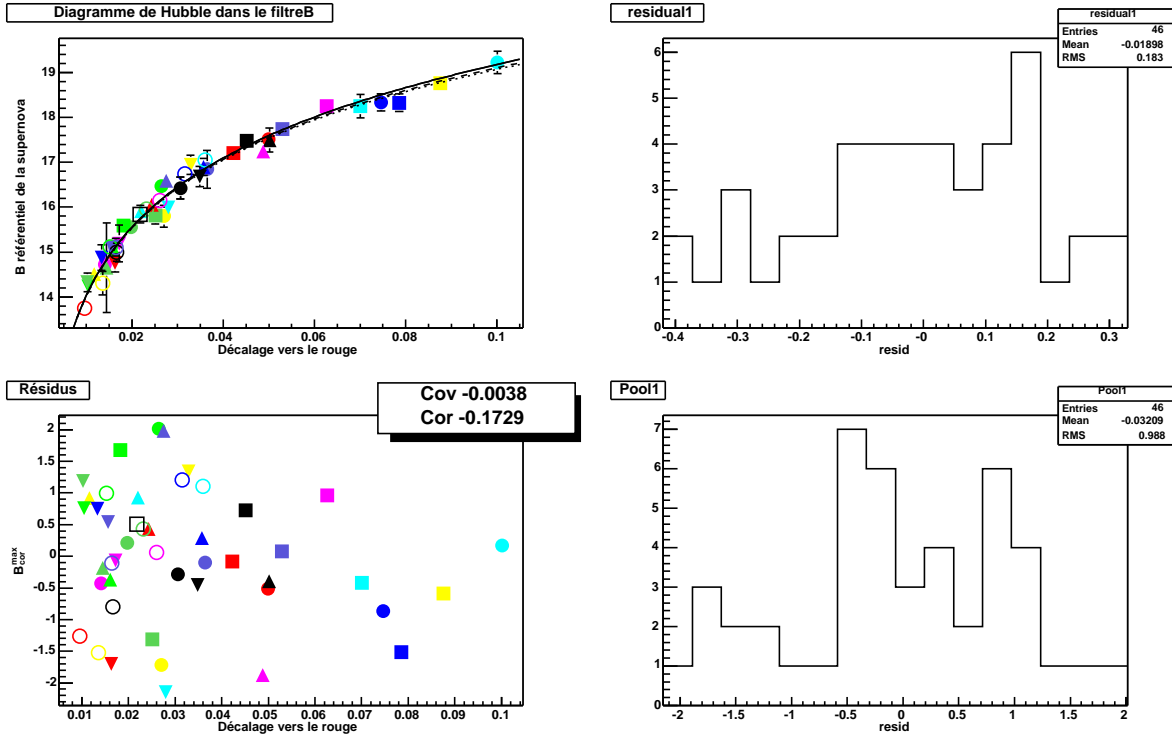


FIG. 10.9 – Diagramme de Hubble en B corrigé pour le facteur d’étirement et la couleur. En haut, à gauche, le Diagramme de Hubble. En bas, à gauche les résidus au diagramme de Hubble en nombre de σ en fonction du décalage vers le rouge. En haut à droite, l’histogramme des résidus en magnitude, en bas à droite, le pull des résidus.

Nous trouvons finalement la relation de standardisation suivante :

$$m_B(z) - 24.02 (0.07) = \mu(z, \Omega_M, \Omega_\Lambda) + 0.78 (0.47) \times (1 - s_B) + 3.04 (0.36) \times (B - V)_{MAX} \quad (10.5)$$

La principale source d’incertitude vient de la contribution de l’erreur sur la couleur et de la valeur importante du paramètre β .

10.2.2 Diagramme de Hubble en U

Les deux supernovæ les plus lointaines de notre lot avec un décalage vers le rouge autour de 1 ont été principalement observées dans le filtre I correspondant au filtre U dans le référentiel de la supernova (figure 10.10). Nous allons donc utiliser les supernovæ proches observées en U pour construire un nouvel estimateur de distance.

Nous allons appliquer la même méthode que pour les observations en B et en V. Nous utiliserons désormais la magnitude U dans le référentiel de la supernova comme estimateur de distance et la couleur $U - B$ pour estimer une nouvelle relation de standardisation.

Nous disposons pour cela d’une quinzaine de supernovæ dont les décalages vers le rouge sont plus grand que 0.01. Les paramètres de leur courbe de lumière sont donnés dans le tableau C.2. La figure

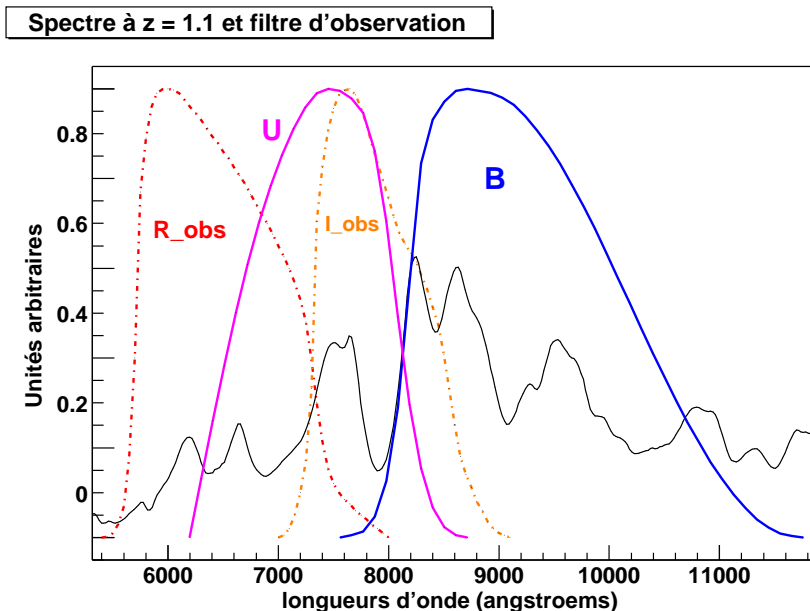


FIG. 10.10 – Filtre R et I dans le référentiel observateur et U et B dans le référentiel pour une supernova à un décalage vers le rouge de 1.1. Le filtre I observateur correspond au filtre U .

10.11 montre leur diagramme de Hubble en U non corrigé pour la couleur et le facteur d'étirement. Nous trouvons une dispersion avant correction de 0.54 magnitude, soit le même ordre de grandeur que dans le filtre B .

★ Corrélation magnitude au maximum en U et le facteur d'étirement

La figure 10.12 montre la corrélation entre les résidus du diagramme de Hubble en U pour $\alpha = 0$ et $\beta = 0$ et le facteur d'étirement. Nous observons le type de corrélation que dans la bande B : les supernovæ dont le facteur d'étirement est le plus petit sont aussi les plus lumineuses.

★ Corrélation magnitude au maximum en U et la couleur

La figure 10.13 montre la corrélation entre les résidus au diagramme de Hubble avec $\alpha = 0$ et $\beta = 0$ et la couleur $U - B$. Une fois encore, nous voyons que les supernovæ les moins lumineuses sont les plus rouges.

★ Diagramme de Hubble en U avec les relations de standardisation

La figure 10.14 montre le résultat de l'ajustement du diagramme de Hubble en U en utilisant les relations de standardisation. Nous avons à nouveau supposé une dispersion intrinsèque de 0.11 magnitude au maximum. La dispersion finale que nous obtenons est de 0.16, soit sensiblement la même que dans le filtre B .

Nous trouvons la relation de calibration suivante :

$$m_U(z) - 24.73 \text{ (0.26)} = \mu(z, \Omega_M, \Omega_\Lambda) + 0.9 \text{ (0.9)} \times (1 - s) + 2.8 \text{ (0.5)} \times (U - B)_{MAX} \quad (10.6)$$

Nous trouvons des valeurs des paramètres de standardisation proche de celles déterminées pour l'analyse en B . Une nouvelle fois, c'est l'erreur sur la couleur qui représente la principale contribution

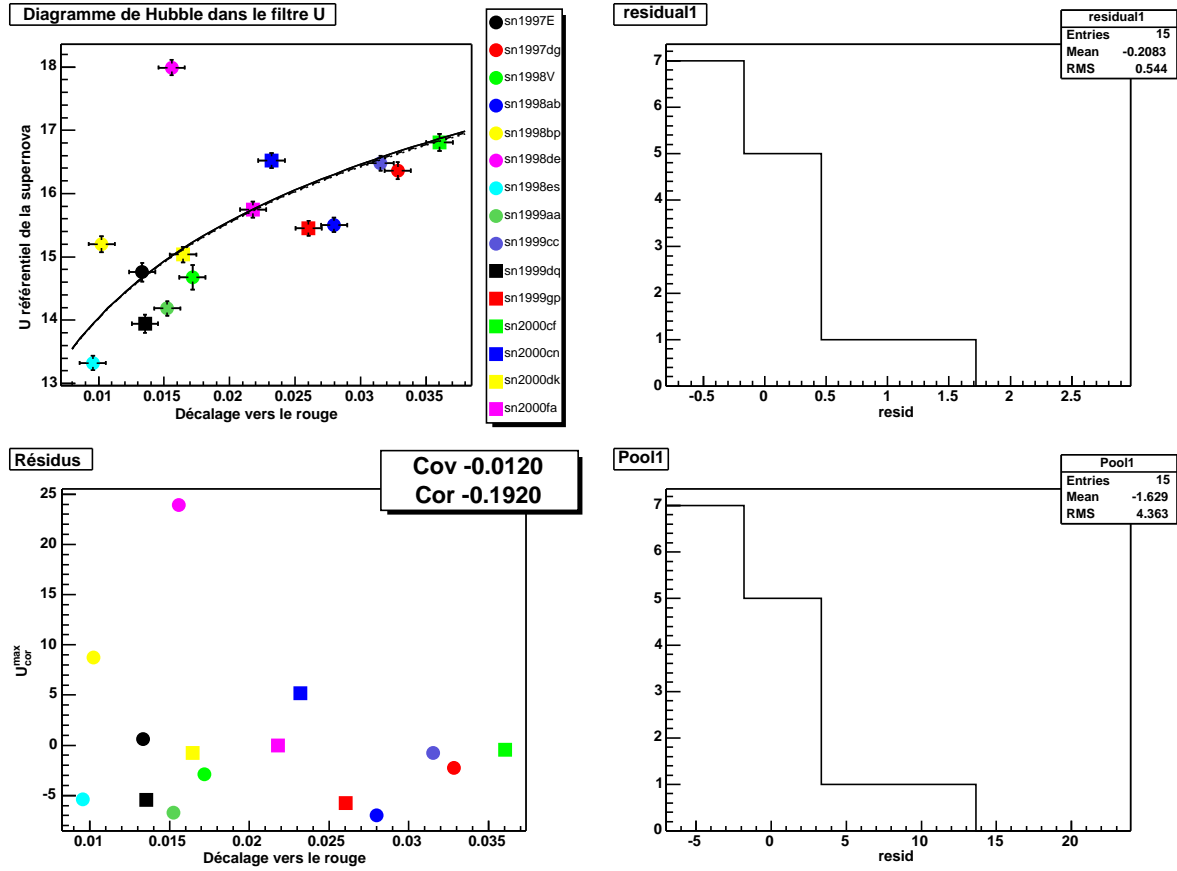


FIG. 10.11 – En haut, à gauche, le Diagramme de Hubble dans le filtre U pour un lot de 15 supernovæ. Les magnitudes ne sont pas corrigées pour la couleur ni pour le facteur d'étirement. En bas, à gauche les résidus au diagramme de Hubble en nombre de σ en fonction du décalage vers le rouge. En haut à droite, l'histogramme des résidus en magnitudes. En bas, à droite, le pull des résidus.

à l'incertitude globale.

Il semble donc que les supernovæ soient des chandelles standards en U permettant des mesures de distance avec une précision équivalente aux mesures à l'aide des mesures en B. L'utilisation des observations en U paraît donc être un outil intéressant pour faire des estimations de distance de supernovæ de type Ia.

Nous disposons donc de deux estimateurs de distance. Les supernovæ qui ont permis de construire le diagramme de Hubble en U ont été observées en U, B et V. Nous pouvons donc comparer les estimations de distance de ces supernovæ données par les deux méthodes.

10.2.3 Comparaison des estimateurs de distance en U et en B

Les relations 10.5 et 10.6 nous permettent de comparer les estimations de distance dans les deux bandes.

Pour cela, nous utilisons les 15 supernovæ qui ont été suivies à la fois en U, B et V. Pour chacune d'elles, nous pouvons écrire le module de distance estimé en U et en B, respectivement μ_U et μ_B .

La figure 10.15 montre la différence des deux estimations du module de distance. Nous constatons

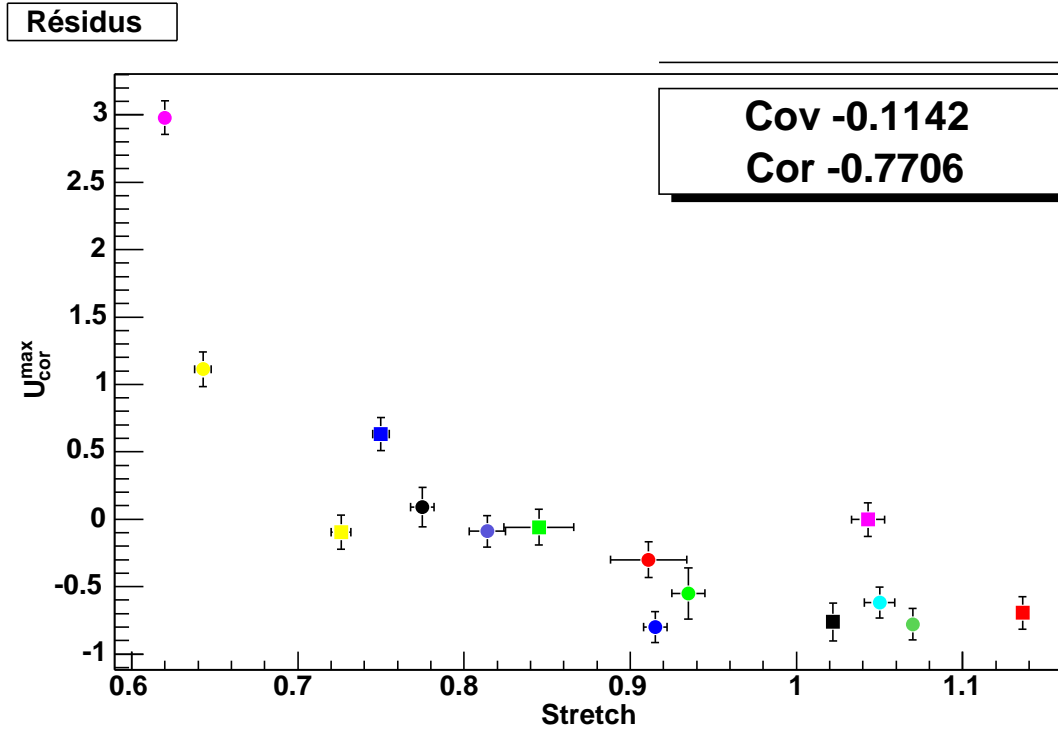


FIG. 10.12 – Corrélation entre les résidus au diagramme de Hubble en U pour $\alpha = 0$ et $\beta = 0$ et le facteur d'étirement

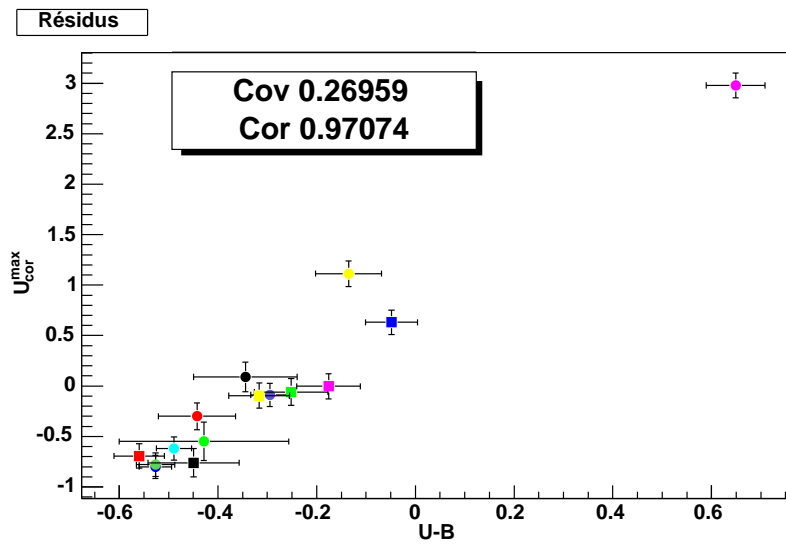


FIG. 10.13 – Corrélation entre les résidus au diagramme de Hubble en U pour $\alpha = 0$ et $\beta = 0$ et la couleur ($U-B$)

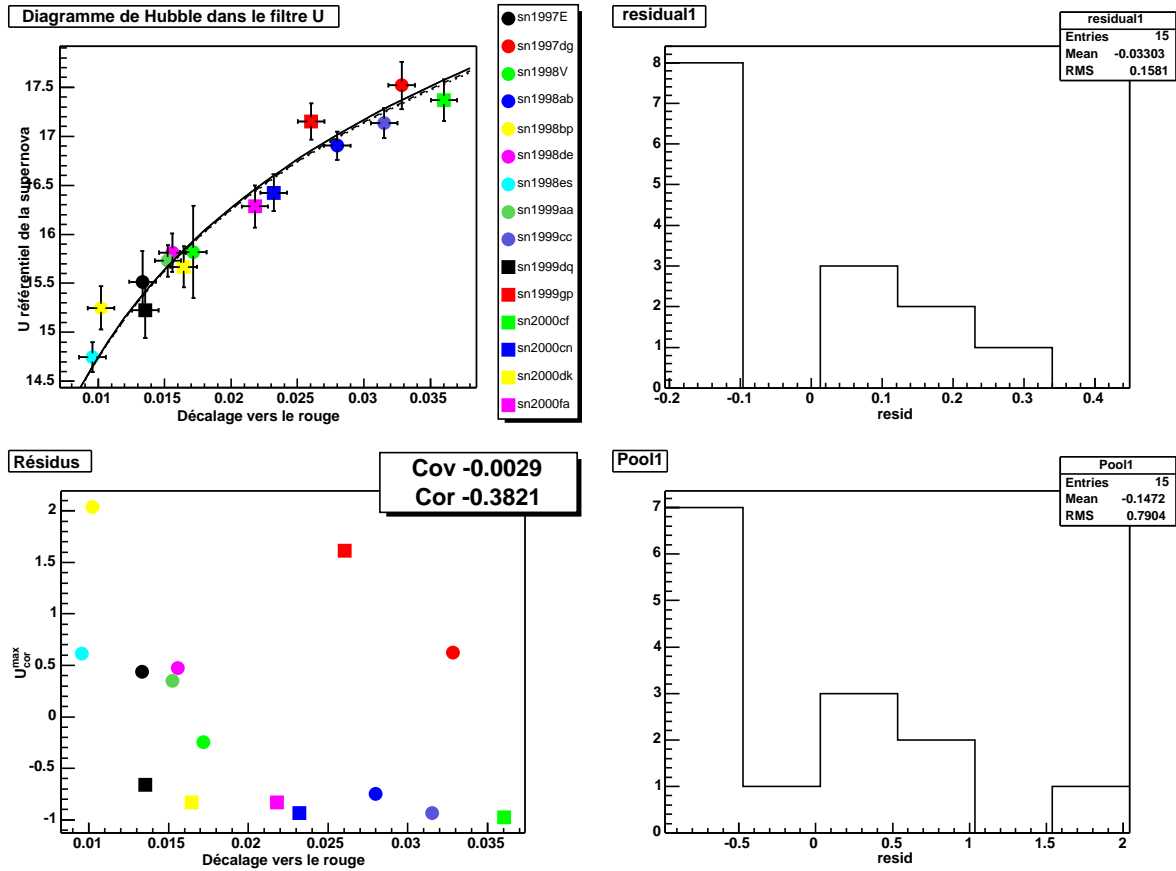


FIG. 10.14 – Diagramme de Hubble en U corrigé pour la couleur et pour le facteur d'étirement. En haut à gauche, le diagramme de Hubble, les trois autres figures donnent les résidus à ce diagramme.

que, en moyenne, les deux estimations sont égales. La dispersion est du même ordre de grandeur que ce que les dispersions après correction des estimateurs de distance en U et en B.

10.3 Diagramme de Hubble en B à grands décalages vers le rouge

Dans cette partie, nous présentons la construction du diagramme de Hubble de nos 4 supernovæ lointaines ayant bénéficié de mesures dans les filtres correspondant aux filtres B et V dans leur référentiel.

Nous présentons dans un premier temps les résultats de l'estimation des paramètres de leur courbe de lumière.

Dans un second temps, nous présentons comment, à partir des supernovæ proches étudiées plus tôt, nous construisons le diagramme de Hubble leur diagramme de Hubble en B.

Enfin, nous présentons les estimations des paramètres cosmologiques déduites de ces mesures.

10.3.1 Estimation des paramètres des courbes de lumière

Les observations, les cartes de champ et les courbes de lumière de toutes les supernovæ lointaines sont présentées en annexe B.

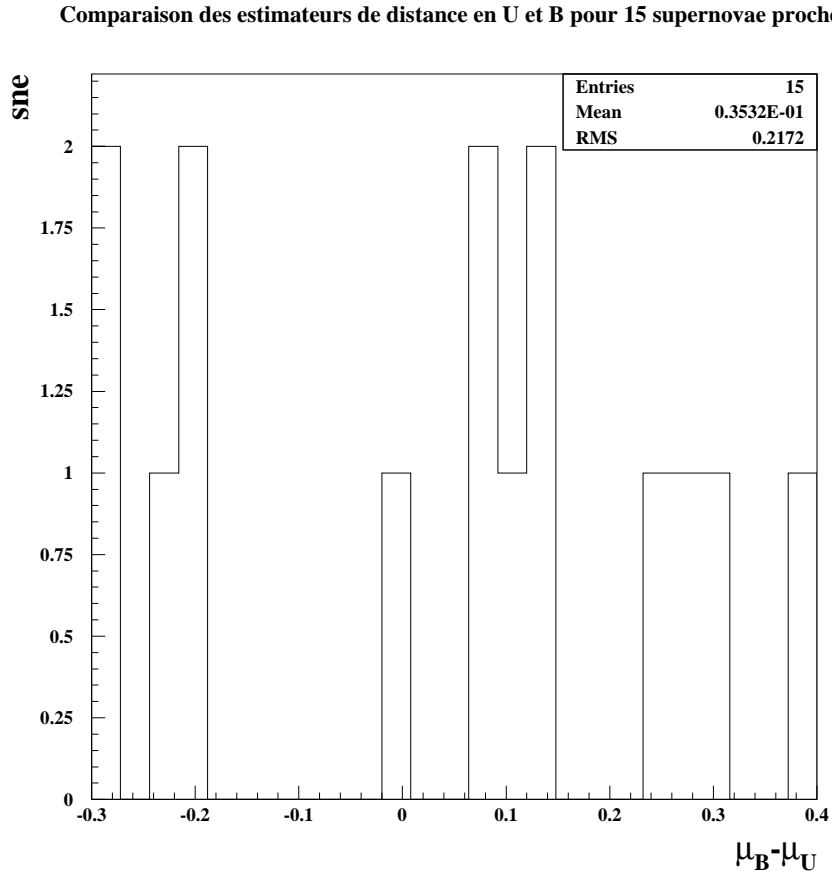


FIG. 10.15 – Comparaison des modules de distance estimés en U et en B pour 15 supernovæ proches.

A partir de ces courbes de lumière, nous avons ajusté les courbes de lumière de nos supernovæ suivant la procédure décrite dans le chapitre 9.

Ces paramètres sont présentés dans le tableau 10.1. Les magnitudes sont exprimées dans les filtres B et V Johnson-Cousins du référentiel de chacune des supernovæ.

S_n	B_{Max}^{corr}	V_{Max}^{corr}	s_B	A_R	A_I	K_{BR}	K_{VI}
2000fr	23.04 (0.03)	23.08 (0.03)	1.01 (0.01)	0.07 (0.01)	0.06 (0.01)	0.68 (0.02)	0.80 (0.02)
2001go	23.21 (0.03)	23.23 (0.03)	1.01 (0.00)	0.06 (0.01)	0.05 (0.01)	0.66 (0.02)	0.87 (0.02)
2001gq	23.80 (0.03)	23.76 (0.03)	1.14 (0.03)	0.06 (0.01)	0.05 (0.01)	0.57 (0.02)	1.03 (0.02)
2001gy	23.23 (0.04)	23.12 (0.04)	1.06 (0.02)	0.08 (0.00)	0.06 (0.00)	0.71 (0.02)	0.82 (0.02)

TAB. 10.1 – Paramètres des courbes de lumières des supernovæ 2000fr, 2001go, 2001gq et 2001gy

10.3.2 Diagramme de Hubble en B

Nous sommes désormais en mesure, avec nos 4 supernovæ lointaines et nos 46 supernovæ proches, d'estimer les paramètres cosmologiques.

Pour cela, nous utilisons la relation 10.3 que nous ajustons à notre lot de 50 supernovæ. Contrairement aux précédents diagrammes de Hubble, les paramètres cosmologiques sont ajustés. Néanmoins, nous ne disposons que d'un lot de données réduit, nous avons donc fixé la relation entre Ω_M et Ω_Λ en considérant un univers plat en accord avec les mesures venant du CMB (Spergel et al. (2003)). Nous avons donc $\Omega_M + \Omega_\Lambda = 1$.

De plus, nous avons choisi de nous restreindre à des valeurs “raisonnables” de Ω_M , soit entre 0 et 3.

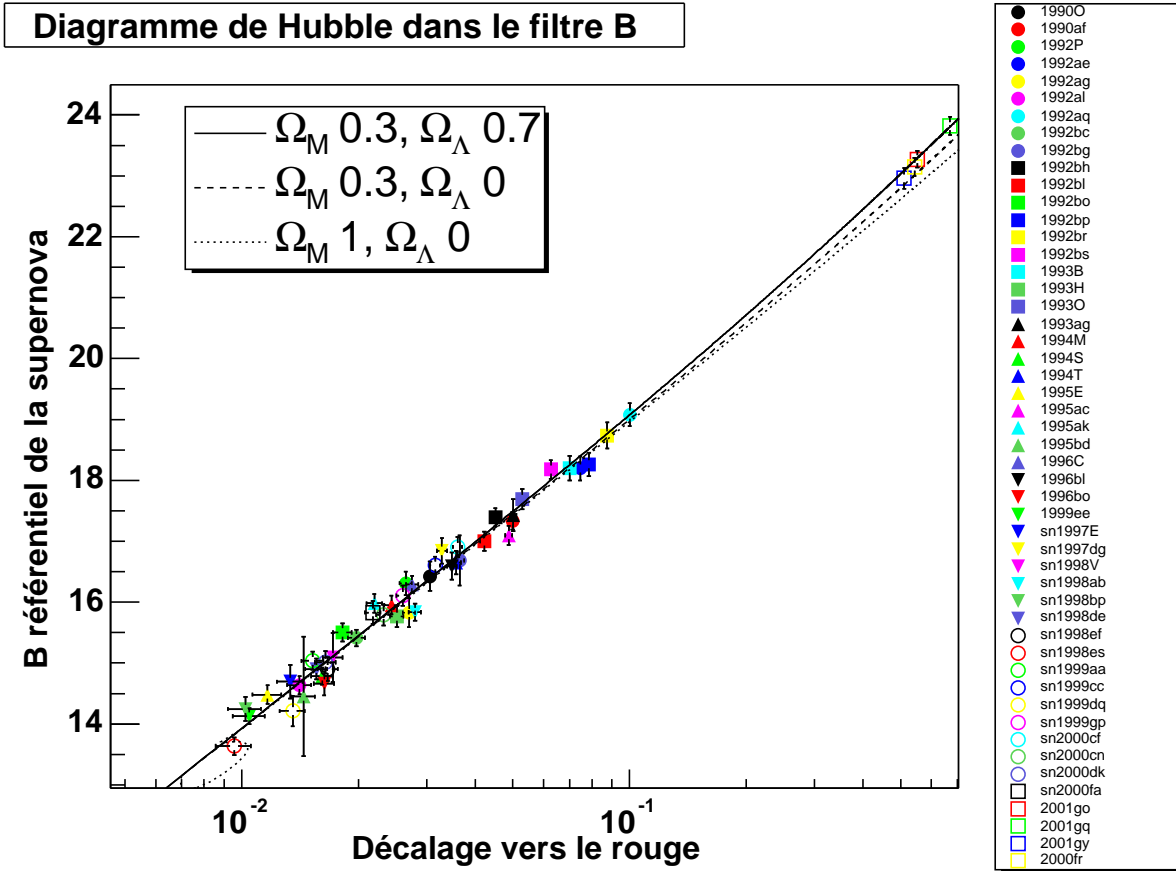


FIG. 10.16 – Le lot de supernovæ proches et lointaines en B dans le diagramme d'écart au modèle d'univers vide pour 4 modèles d'univers. (Voir la figure 10.5 pour plus de précision.)

La figure 10.16 présente le diagramme de Hubble résultat de l'ajustement. La ligne en trait plein représente l'univers actuellement favorisé par les observations (Knop & et al. (2003), Spergel et al. (2003)), soit des valeurs respectives de Ω_M et Ω_Λ de 0.28 et 0.72.

Nous constatons que nos 4 supernovæ favorisent ces modèles. Le résultat de l'ajustement nous donne :

$$\Omega_M = 0.35^{+0.2}_{-0.15} \quad (10.7)$$

en bon accord avec les autres observations. L'importance des erreurs est une nouvelle fois imputable à la précision sur la mesure de la couleur des supernovæ.

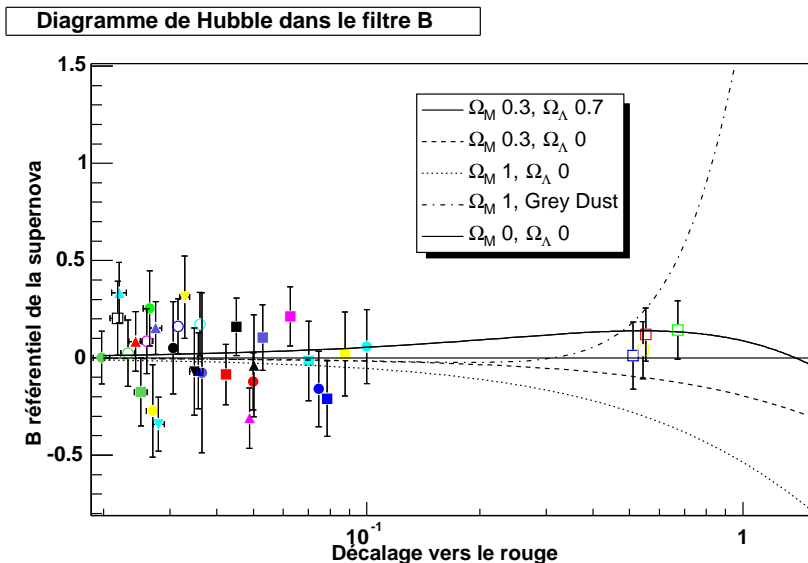


FIG. 10.17 – Diagramme de l'écart au modèle d'univers vide pour notre lot de 50 supernovæ, (voir figure 10.5 pour les détails).

10.3.3 Contrôle de l'ajustement

Pour contrôler l'ajustement, nous avons estimé les valeurs des résidus à notre diagramme de Hubble en fonction des divers paramètres entrant dans l'ajustement : le décalage vers le rouge, la couleur au maximum et le facteur d'étirement.

★ Résidus en fonction du décalage vers le rouge

La figure 10.18 en haut à gauche représente les résidus au diagramme de Hubble en fonction du décalage vers le rouge, nous voyons qu'il n'existe pas de corrélation résiduelle. Il n'y a donc pas de biais systématique en fonction du décalage vers le rouge.

★ Résidus en fonction de la couleur

La figure 10.18 en bas à gauche présente la valeur des résidus au diagramme de Hubble en fonction de la couleur au maximum. Nous voyons que l'ajustement de la relation de standardisation permet de décorrélérer complètement les deux paramètres. Enfin, nous constatons que les supernovæ lointaines ont le même comportement que les supernovæ proches. Ceci nous indique en particulier que les relations de standardisation pour la couleur semblent s'appliquer aux supernovæ lointaines.

★ Résidus en fonction du facteur d'étirement

La figure 10.18 en haut à droite présente la valeur des résidus au diagramme de Hubble en fonction du facteur d'étirement. Une fois encore, nous constatons qu'il ne reste pas de corrélation résiduelle après l'ajustement de la relation de standardisation. De même, les supernovæ lointaines suivent les distributions des supernovæ proches indiquant que nos relations de standardisation sont également correctes pour le facteur d'étirement.

★ Le pull des résidus

La figure 10.19 à gauche présente le pull des résidus de notre diagramme de Hubble, *i.e.*, la valeur

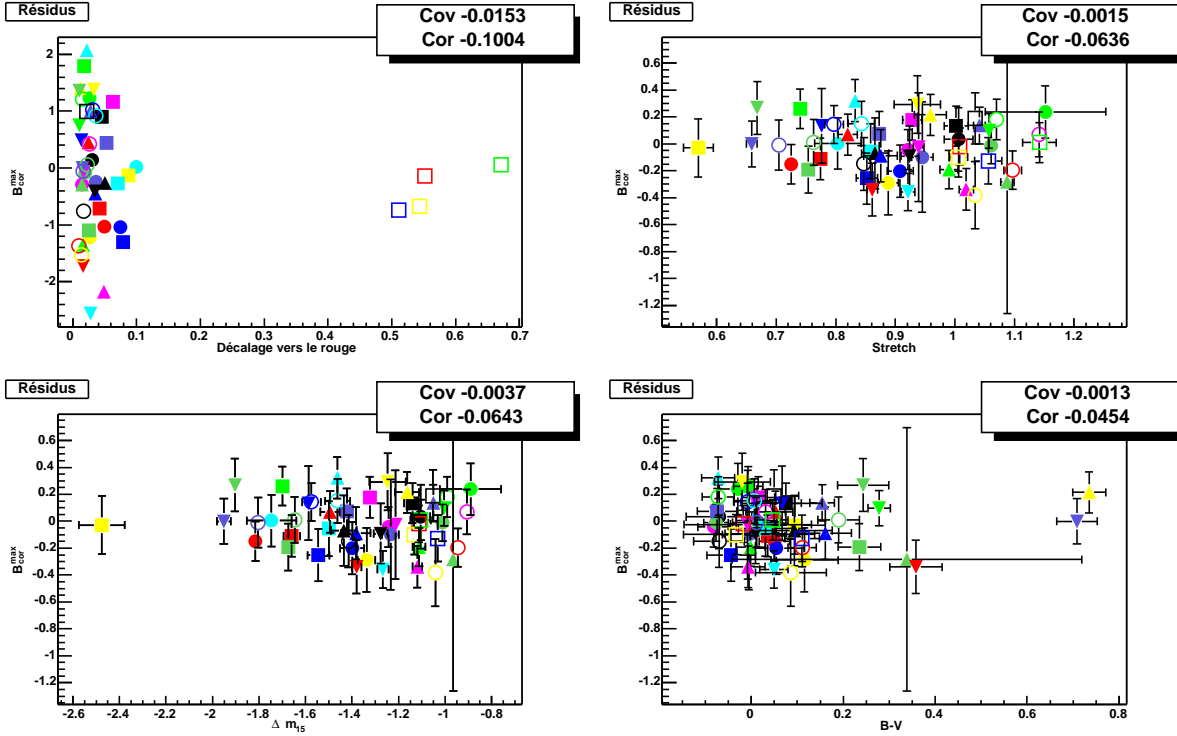


FIG. 10.18 – Résidus au diagramme de Hubble pour 46 supernovæ proches et 4 supernovæ lointaines en fonction des paramètres des supernovæ : le décalage vers le rouge en haut à gauche, le facteur d'étirement en haut à droite, le Δm_{15} en bas à gauche, $(B - V)_{Max}$ en bas à droite.

des résidus pour chaque supernova normalisée par l'erreur définie par l'équation 10.4. Nous rappelons que nous avons considéré une dispersion intrinsèque de 0.11 magnitude au maximum de luminosité.

Nous constatons que le pull à une moyenne et une dispersion respectivement proche de 0 et de 1. Ceci nous indique que notre résultat n'est pas biaisé et que les erreurs ont été correctement évaluées.

10.4 Diagramme de Hubble en U à grands décalages vers le rouge

Dans cette partie, nous présentons la construction du diagramme de Hubble en U construit à partir des 15 supernovæ proches que nous avons sélectionné et des 3 supernovæ qui ont bénéficié d'un suivi photométrique dans les filtres correspondants aux filtre U et B dans leur référentiel :

1. 2001gn a bénéficié de 7 points de suivi dans la bande I correspondant au U et 1 points dans la bande Z correspondant au filtre B.
2. 2001hb a bénéficié de 8 points de suivi dans la bande I correspondant au U et 1 points dans la bande Z correspondant au filtre B.
3. 2000fr qui a bénéficié de 5 points de suivi dans le filtre R correspondant au filtre B et 2 points dans le filtre V correspondant au filtre U.

10.4.1 Estimation des paramètres des courbes de lumière

Le tableau 10.2 présente le résultat des ajustements des courbes de lumière de nos trois supernovæ.

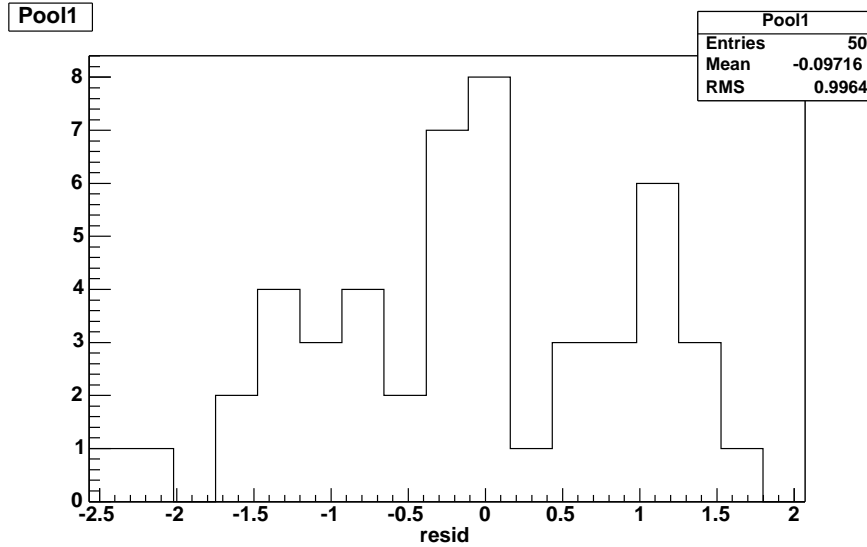


FIG. 10.19 – *A gauche et à droite, respectivement les résidus en magnitude et le pull du diagramme de Hubble pour 46 supernovæ proches et 4 supernovælointaines*

S_n	U_{Max}^{corr}	B_{Max}^{corr}	s_U	A_V	A_R	K_{UV}	K_{RB}
2000fr	22.66 (0.03)	23.04 (0.03)	0.99 (0.01)	0.09 (0.01)	0.07 (0.01)	-0.30 (0.02)	0.68 (0.02)
S_n	U_{Max}^{corr}	B_{Max}^{corr}	s_U	A_I	A_Z	K_{UI}	K_{ZB}
2001gn	25.15 (0.07)	25.00 (0.11)	0.91 (0.08)	0.05 (0.01)	0.04 (0.01)	0.79 (0.02)	1.46 (0.02)
2001hb	24.56 (0.04)	24.78 (0.11)	1.13 (0.04)	0.06 (0.01)	0.05 (0.01)	0.85 (0.02)	1.36 (0.02)

TAB. 10.2 – *Paramètres des courbes de lumière des supernovæ 2000fr, 2001gn et 2001hb*

Les magnitudes sont chaque fois exprimées dans les filtres U et B Johnson-Cousins dans le référentiel de la supernova. Les absorptions sont exprimées en magnitude dans les filtres d'observation des supernovæ V et R pour 2000fr et I et Z pour 2001gn et 2001hb. Enfin, les corrections K permettent de passer des filtres observateurs aux filtres dans le référentiel de la supernova.

La valeur de la couleur de 2001gn ($U - B = 0.2$) est très différente de la valeur habituellement ($U - B = -0.4$ Knop & et al. (2003)).

Cette supernova a donc soit une couleur très atypique, soit il y a un problème dans l'évaluation de la magnitude au maximum des courbes de lumière en Z ou en I. Les courbes de lumière de 2001gn sont présentées dans l'annexe B. Nous rappelons qu'une seule mesure en Z a été effectuée, il existe donc peut être un problème avec cet unique point. En outre, nous avons basé notre construction des courbes de lumière en utilisant les points zéro de la caméra ACS qui ne sont pas encore très bien connus.

Enfin, la magnitude au maximum de 2001gn en I semble être en accord avec le flux attendu d'une supernova de type Ia à un décalage vers le rouge de 1.1 pour la cosmologie standard. Nous construirons donc nos estimateurs de distance en utilisant une analyse identique à celle de Perlmutter et al. (1999), *i.e.*, en ne considérant que les corrections de facteur d'étirement et en sélectionnant les supernovæ proches non éteintes (avec $U - B$ autour de -0.4 au maximum), soit 12 supernovæ parmi les 15 sélectionnées précédemment.

10.4.2 Diagramme de Hubble

Comme précédemment, nous avons ajusté la relation dans la bande U. Nous avons, cette fois-ci, fixé la valeur du paramètre β à 0 et nous avons considéré à nouveau un univers plat.

Les paramètres ajustés sont donc α , M et Ω_M

Les figures 10.20 et 10.21 montrent respectivement le diagramme de Hubble et le diagramme de résidus des magnitudes en U, par rapport à un modèle d'univers vide, obtenus par cet ajustement. La ligne en trait plein représente chaque fois le modèle d'univers avec constante cosmologique.

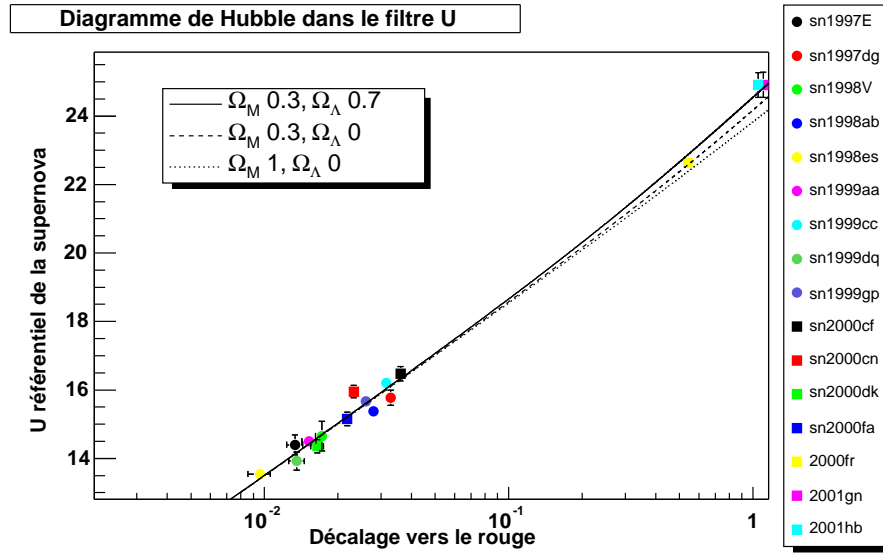


FIG. 10.20 – Diagramme de Hubble pour un lot de 12 supernovæ proche et 3 supernovælointaines. En trait plein, un modèle d'univers avec constante cosmologique, en tiret, un univers ouvert sans constante cosmologique et en pointillé, le modèle Einstein-De Sitter (plat et sans constante cosmologique).

La valeur de Ω_M donnée par l'ajustement est :

$$\Omega_M = 0.22^{+0.3}_{-0.25} \quad (10.8)$$

La valeur de Ω_Λ donnée par cette ajustement est donc de 0.78. Soit un bon accord avec la mesure que nous avons trouvé précédemment et avec les mesures de (Riess et al. (1998), Perlmutter et al. (1999), Tonry & et al (2003) et Knop & et al. (2003)). De plus, cette analyse repose sur un lot de données complètement indépendant des analyses précédentes, en considérant un estimateur de distance inédit (la magnitude dans le filtre U au maximum).

Les erreurs ici sont dominées par la précision de la mesure de la magnitude en U au maximum (0.04 et 0.07 magnitude pour les deux supernovæ les plus lointaines) et l'incertitude sur la valeur du facteur d'étalement (0.08 et 0.04 pour 2001gn et 2001gy).

10.4.3 Contrôle de l'ajustement

★ Résidus en fonction du décalage vers le rouge

La figure 10.22 en haut à gauche représente les résidus au diagramme de Hubble en fonction du

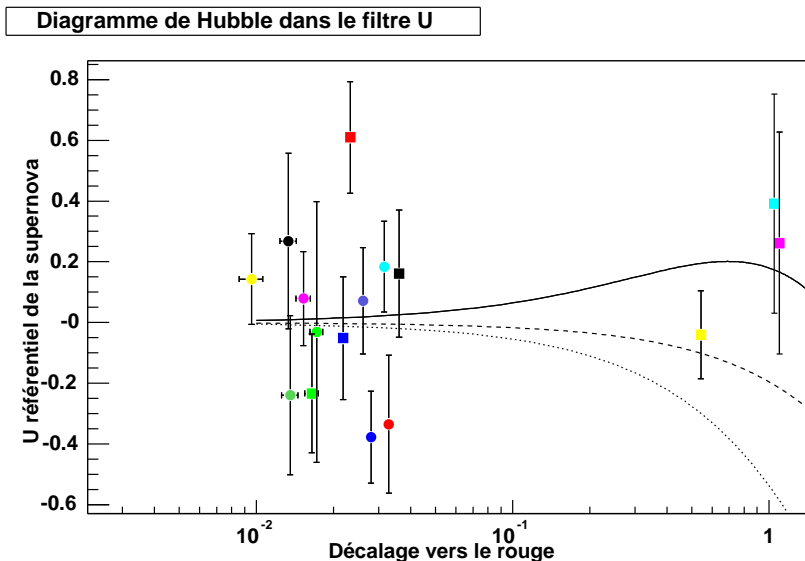


FIG. 10.21 – Le lot de supernovæ proches et lointaines en dans le diagramme d'écart au modèle d'univers vide pour 4 modèles d'univers. (Voir la figure 10.5 pour plus de précision.)

décalage vers le rouge, nous voyons qu'il n'existe pas de corrélation résiduelle. Il n'y a donc pas de biais systématique en fonction du décalage vers le rouge.

★ Résidus en fonction du facteur d'étirement

La figure 10.22 en haut à droite présente la valeur des résidus au diagramme de Hubble en fonction du facteur d'étirement. Une fois encore, nous constatons qu'il ne reste pas de corrélation résiduelle après l'ajustement de la relation de standardisation. De même, les supernovæ lointaines suivent les distributions des supernovæ proches indiquant que nos relations de standardisation sont également correctes pour le facteur d'étirement.

★ Résidus en fonction de la couleur

La figure 10.22 en bas à gauche présente la valeur des résidus au diagramme de Hubble en fonction de la couleur au maximum. Nous voyons qu'il reste une corrélation importante, principalement due à une des supernovæ proches, cependant, nous constatons que les résidus pour les supernovæ lointaines n'ont pas l'air de dépendre de la couleur. En particulier, ceci confirme que nous avons vraisemblablement un problème dans l'estimation de la couleur de 2001gn.

★ Pull des résidus

La figure 10.23 présente le pull des résidus de notre diagramme de Hubble. Nous constatons que le pull à une moyenne et une dispersion respectivement proche de 0 et de 1. Ceci nous indique que notre résultat n'est pas biaisé et que les erreurs ont été correctement évaluées.

10.5 Effets systématiques

Le chapitre 6 présente les erreurs systématiques identifiées pour la mesure des paramètres cosmologiques.

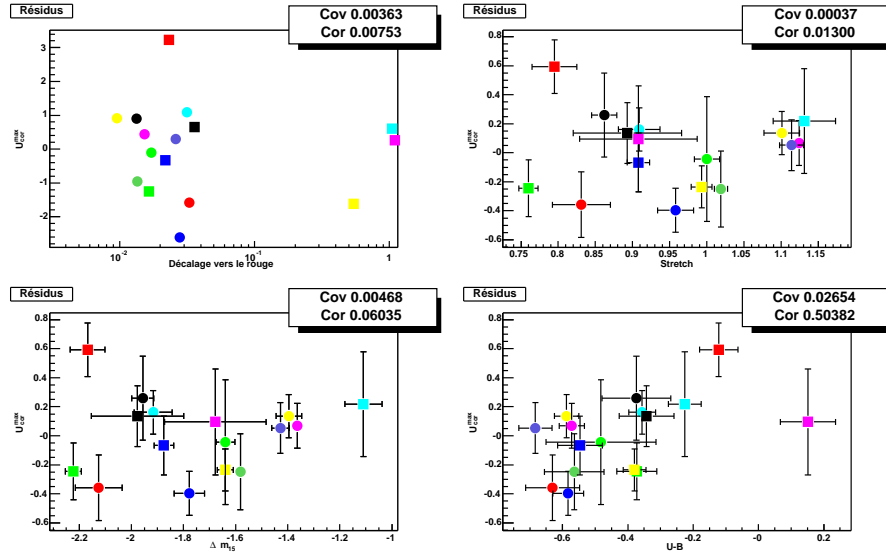


FIG. 10.22 – Résidus du diagramme de Hubble en U en fonction des paramètres des courbes de lumière : en haut à gauche, le décalage vers le rouge, en haut à droite, le facteur d'étirement, en bas à gauche, le Δm_{15} , en bas à droite la couleur.

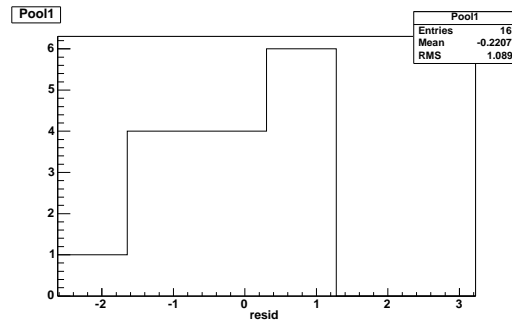


FIG. 10.23 – Pull des résidus en magnitude du diagramme de Hubble pour nos 12 supernovæ proches et 3 supernovæ lointaines

10.5.1 Comparaison des couleurs des supernovæ proches et lointaines

La mesure de la couleur des supernovæ nous a permis de déterminer de manière empirique la loi de correction pour l'absorption extra-Galactique (le paramètre β). Un effet systématique possible est l'existence d'une extinction différentielle entre les lots de proches et de lointaines qui introduirait un biais dans la mesure de cosmologie.

Les figures 10.24 et 10.25 montrent la comparaison des couleurs $B - V$ et $U - V$ pour les supernovæ proches et lointaines. Nous ne constatons pas de différence systématique entre les deux lots (à l'exception de 2001gn). Ceci indique qu'il n'y a pas une extinction différentielle importante et que les objets sont similaires au maximum.

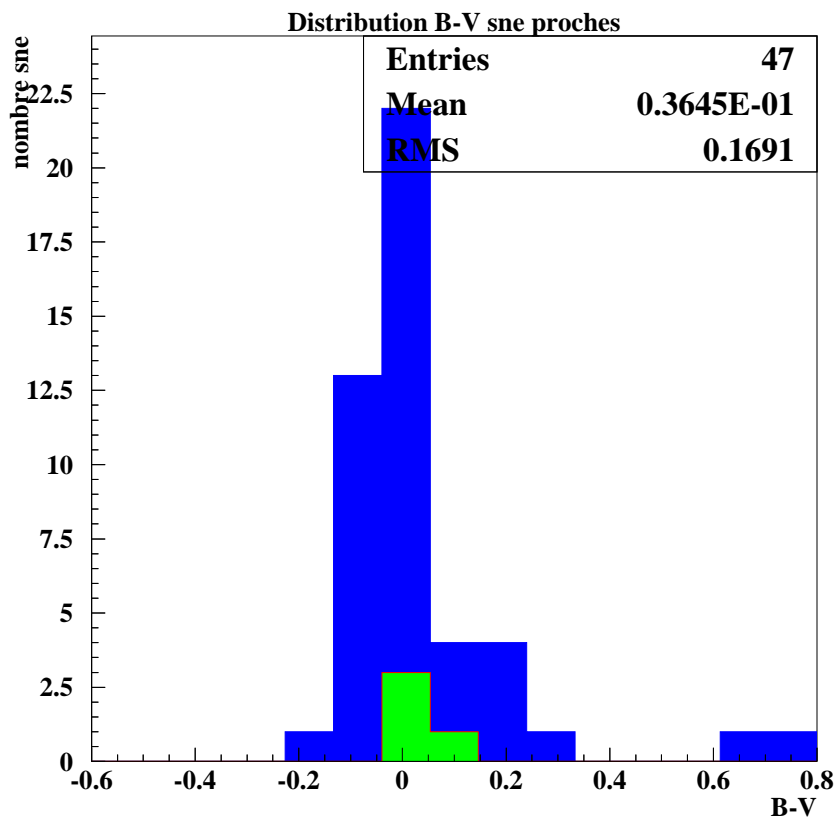


FIG. 10.24 – Comparaison de la couleurs $B-V$ des supernovæ proches et lointaines dans le référentiel de la supernova

10.5.2 Biais de Malmquist

Faute de temps, l'étude complète des effets de biais de Malmquist n'a pas été menée de manière systématique pour toutes les supernovæ. Nous présentons ici l'étude qui a été faite dans le cas de 2001gn découverte au CFHT.

La figure 10.26 montre, pour une efficacité de détection proche de l'efficacité constatée lors de cette campagne de recherche (reproduite en haut de la figure), le biais sur la mesure pour 2 valeur de coupure en signal sur bruit. La première à 5σ représente la valeur utilisée lors de la recherche ; pour une supernova à un décalage vers le rouge de 1.1, le biais inférieur à 0.01 magnitude, et donc inférieur au pourcent. Pour les supernovæ plus proches, ce biais sera encore plus faible. La deuxième valeur à 10σ correspond à la coupure qui a été appliquée de fait au moment de l'identification spectroscopique compte tenu des limites de l'instrument Keck. Dans ce cas, pour une supernova à un décalage de 1.1, le biais est d'environ 0.04 magnitude soit 4%. Pour des supenovæ à des décalages vers le rouge inférieur à 1 le biais est négligeable.

Le biais de Malmquist est donc négligeable pour nos supernovæ à un décalage vers le rouge inférieur à 1 et limité à 4% pour notre supernova la plus lointaine.

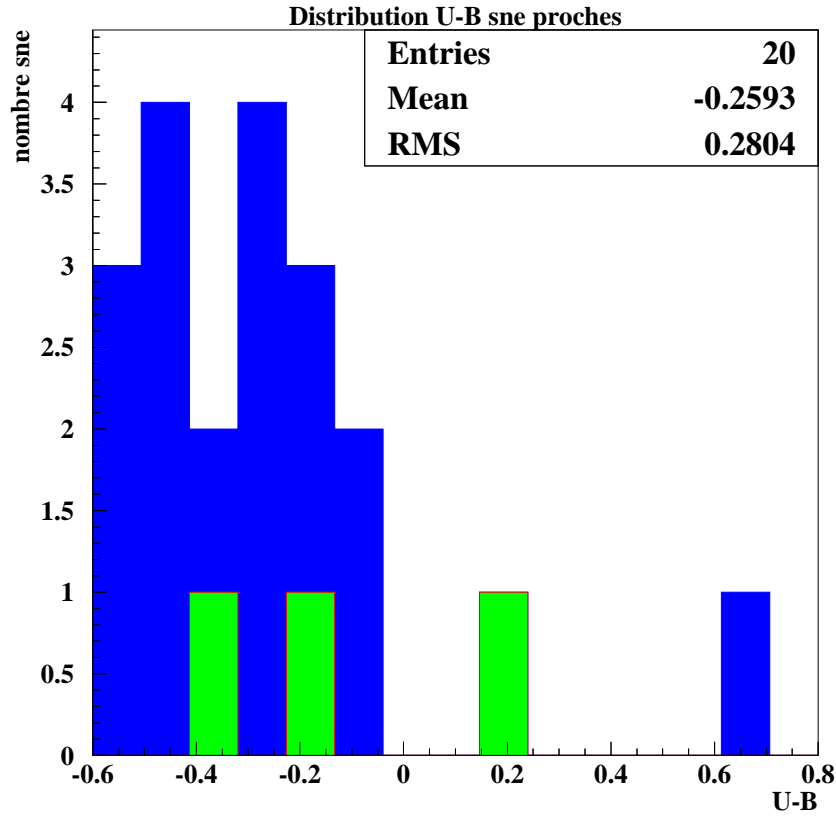


FIG. 10.25 – Comparaison de la couleurs $U-B$ des supernovæ proches et lointaines dans le référentiel de la supernova

10.5.3 Conclusion sur les systématiques

Si nous considérons la même erreur systématique que Knop & et al. (2003), calculée pour un lot de 11 supernovæ avec un décalage vers le rouge moyen de 0.6 (comparé à 0.7 pour notre lot), soit une erreur systématique de 0.04 sur la valeur de Ω_M pour un univers plat.

Nous avons donc pour l'estimation avec les supernovæ mesurées en B :

$$\Omega_M = 0.35^{+0.2}_{-0.15} stat. \pm 0.04 syst. \quad (10.9)$$

et pour les supernovæ mesurées en U :

$$\Omega_M = 0.22^{+0.3}_{-0.25} stat. \pm 0.04 syst. \quad (10.10)$$

L'erreur est donc largement dominée par les erreurs statistiques.

10.6 Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons présenté les diagrammes de Hubble en U et en B que nous avons construit à partir d'un lot de supernovæ proches issues de la littérature et de notre lot de 6 supernovæ

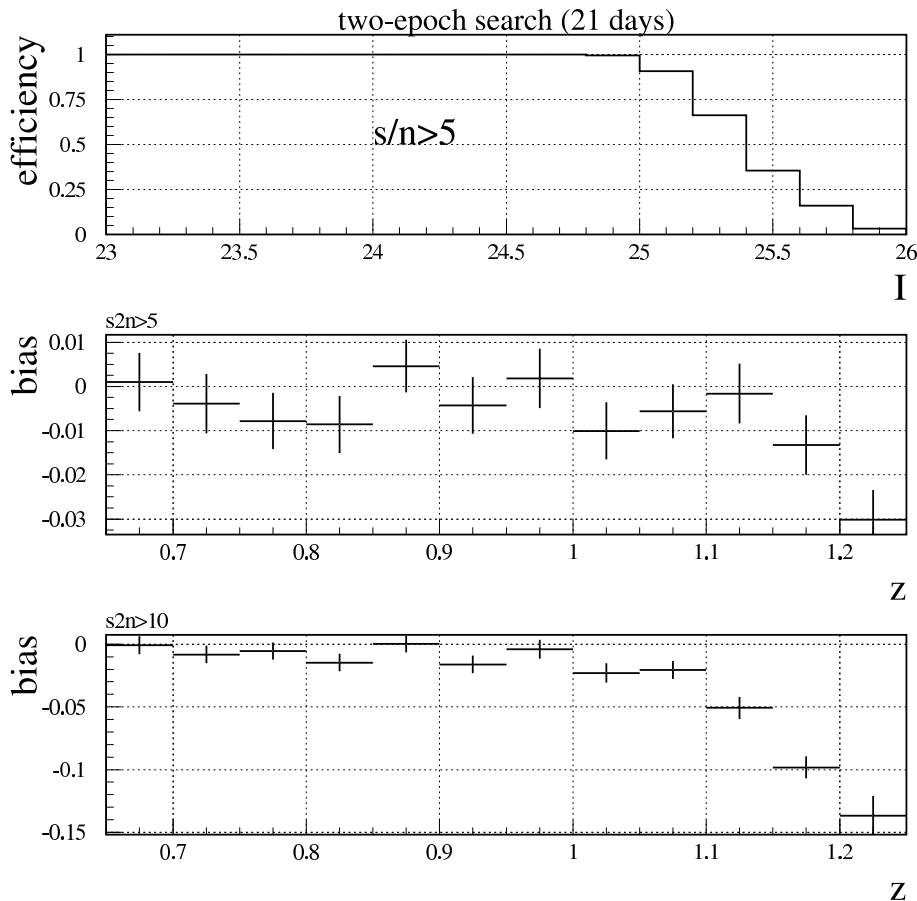


FIG. 10.26 – Estimation du biais de Malmquist pour les observations du printemps 2001 au CFHT. En haut, la courbe d'efficacité de détection lors de la recherche en considérant une coupure en signal sur bruit de 5. Au milieu, le biais de Malmquist en fonction du décalage vers le rouge pour une coupure en signal sur bruit de 5. En bas, la même courbe pour une coupure en signal sur bruit de 10 correspondant à la coupure de fait due aux limitations des instruments d'identification spectroscopique.

lointaines.

L'ajustement de ces deux diagrammes de Hubble nous a permis de faire une estimation des paramètres cosmologiques en considérant un univers plat. Les résultats que nous trouvons dans les deux cas, sont en accord avec les précédentes estimations faites à l'aide de supernovæ de type Ia (Riess et al. (1998), Perlmutter et al. (1999), Knop & et al. (2003)) avec des valeurs de Ω_M autour de 0.3 (et donc Ω_Λ autour de 0.7).

Cependant, les erreurs systématiques restent relativement grandes liées en partie à la taille de notre lot de supernova (4 en B et 3 en U comparé aux 42 de Perlmutter et al. (1999)). L'utilisation dans notre analyse d'une relation de standardisation utilisant la couleur a introduit aussi une erreur importante.

Enfin, les deux supernovæ avec des décalages vers le rouge au-delà de 1 et en particulier 2001gn présentent de larges erreurs de mesure photométrique.

Conclusion

Ce travail constitue l'analyse complète des supernovæ lointaines découvertes par notre groupe et suivie par le télescope spatial Hubble depuis la recherche jusqu'à la mesure des paramètres cosmologiques.

L'un des premiers travaux effectués lors de cette thèse a été l'optimisation et le contrôle des outils de détection utilisés lors des campagnes de recherche réalisés au sein de notre groupe. Ces outils nous ont permis, lors de la campagne conduite au CFHT au printemps 2001 inscrite dans le cadre d'une campagne de suivi à très décalages vers le rouge ($z \simeq 1$) du Supernova Cosmology Project, de détecter 4 supernovæ de type Ia avec des décalages vers le rouge compris entre 0.478 et 1.12.

Les trois supernovæ les plus lointaines découvertes lors de cette campagne, adjointes à 2 supernovæ découvertes au CTIO durant la même période et une supernova découvertes lors du printemps 2000 au CFHT ont été suivies durant près de 2 mois par l'instrument WFPC2 du télescope spatial Hubble. Elles ont constitué le lot d'analyse de ce travail.

La moitié de ces supernovæ étant pollué par la lumière de leur galaxie hôte, il a été nécessaire de prendre des images de référence sans supernova pour estimer le fond galactique. Ces observations ont été effectuées avec la nouvelle caméra ACS. L'étude de la photométrie de nos supernovæ a ainsi impliqué la construction d'outils d'analyse de photométrie différentielle adaptés et spécifiques aux deux instruments qui ont permis de construire les courbes de lumière de nos supernovæ.

La détermination des paramètres des courbes de lumière a été effectuée au moyen d'outils de synthèse de courbes de lumière utilisant une simulation des instruments d'observation ; l'ajustement des paramètres a été effectué directement dans le système photométrique des instruments. En particulier, les différentes corrections (correction de filtre, absorption par les poussières de la Voie Lactée ou correction K) ont été directement intégrées dans l'ajustement du modèle.

L'observation dans le filtre I des deux supernovæ les plus lointaines (avec un décalage vers le rouge autour de 1), filtre qui correspond au filtre U dans le référentiel de la supernova, a nécessité l'étude d'un nouvel estimateur de distance correspondant à ce filtre. L'étude d'un lot de 15 supernovæ proches en U a permis de montrer que la luminosité au maximum des supernovæ de type Ia présentée après correction pour le facteur d'étirement et pour la couleur ($U - B$) une dispersion équivalente à la dispersion observée dans le filtre B utilisé pour l'analyse standard.

Finalement, l'utilisation de ce nouvel estimateur de distance pour nos supernovæ observées dans les filtres correspondant au filtre U et de l'estimateur de distance en B a permis deux estimations indépendantes des paramètres cosmologiques Ω_M et Ω_Λ .

En considérant un univers plat, nous trouvons :

$$\begin{aligned} \text{En B} & : \Omega_M = 0.35^{+0.2}_{-0.15} \\ \text{En U} & : \Omega_M = 0.22^{+0.3}_{-0.25} \end{aligned} \tag{10.11}$$

Quatrième partie

Annexe

Annexe A

Magnitudes et filtres standards en astronomie

Dans cette annexe, nous définissons le système de magnitude standard qui est utilisé pour faire les mesures de flux.

Dans un premier temps, nous rappelons la définition des magnitudes, puis nous décrivons les filtres définissant le système standard.

Dans un second temps, nous détaillons comment à partir d'observations dans un instrument donné, il est possible d'exprimer les magnitudes des objets observés dans le système standard.

A.1 Définition des magnitudes

Les premières classifications de brillance d'étoiles sont dues aux grecs en particulier à Ptolémée. La classification reposait sur les observations des étoiles au crépuscule ; les premières étoiles apparaissant étant les plus brillantes, les dernières les moins brillantes. Le crépuscule était divisé en 6 périodes de temps égales permettant de regrouper les étoiles en 6 groupes de magnitudes. C'est en particulier pour cette raison que les étoiles de faible luminosité ont les magnitudes les plus grandes.

Les magnitudes correspondent donc à la perception de la luminosité par l'oeil, elle n'est pas linéaire : nous ne percevons pas la luminosité des étoiles mais plutôt leurs différences relatives. L'échelle des magnitudes observées est donc logarithmique.

C'est en 1856 que Norman Pogson (Pogson (1856)) a défini de manière formelle les magnitudes pour permettre de reproduire les observations astronomiques sous la forme :

$$m = -2.5 \log_{10}(E) + C \quad (\text{A.1})$$

Cette loi est connue sous le nom de formule de Pogson, le facteur 2.5 est l'échelle de Pogson, E la luminance de l'étoile et C une constante arbitraire : le point zéro.

Cette loi définit en fait une échelle, elle est normalisée à l'aide d'une étoile qui définit le système de magnitude.

Dans ce système, la magnitude de l'étoile de référence a par définition une magnitude 0. On peut donc récrire la formule de Pogson comme :

$$m = -2.5 \log_{10}(E_*/E_{ref}) \quad (\text{A.2})$$

où E_* et E_{ref} sont respectivement les luminances de l'objet considéré et de l'étoile de référence. En flux, cette expression donne :

$$m = -2.5 \log_{10}(f_*/f_{ref}) \quad (\text{A.3})$$

où f_* et f_{ref} sont respectivement les flux de l'objet considéré et de l'étoile de référence.
Le point zéro peut donc se récrire comme :

$$zero = 2.5 \log_{10}(f_{ref}) \quad (\text{A.4})$$

et donc la magnitude :

$$m = -2.5 \log_{10}(f_*) + zero \quad (\text{A.5})$$

Le flux effectivement observé d'une source dépend de plusieurs paramètres :

1. La bande passante des filtres qui sont utilisés lors des observations : $T_f(\lambda)$.
2. La transmission du système optique (la réflectivité des miroirs, la transmission des divers correcteurs optiques,...) : $T_{opt}(\lambda)$.
3. L'efficacité quantique des CCDs : $Qe(\lambda)$.
4. La transmission de l'atmosphère T_{atm} et la quantité d'atmosphère traversée : la masse d'air X .

Le flux d'une étoile peut donc s'écrire comme l'irradiance de l'étoile $I(\lambda)$ multipliée par le système d'observation :

$$f = \int_0^{+\infty} T_{atm}(\lambda, X) T_{opt}(\lambda) Qe(\lambda) T_f(\lambda) I(\lambda) d\lambda \quad (\text{A.6})$$

Et par définition le point zéro est :

$$zero = 2.5 \log_{10} \left(\int_{-\infty}^{+\infty} T_{atm}(\lambda, X) T_{opt}(\lambda) Qe(\lambda) T_f(\lambda) I_{ref}(\lambda) d\lambda \right) \quad (\text{A.7})$$

où $I_{ref}(\lambda)$ est l'irradiance en fonction de la longueur d'onde de l'étoile de référence.

La transmission de l'optique, l'efficacité quantique du CCD et la transmission sont des caractéristiques de l'instrument et sont constantes au cours du temps, elles permettent de définir le point zéro hors atmosphère.

En revanche, l'absorption atmosphérique et la masse d'air traversée sont fonction des conditions climatiques et de l'angle de visée par rapport au zénith. Elles doivent donc être déterminées pour chaque observation.

L'étoile de référence du système standard de magnitude le plus courant est Vega (α -*lyrae*), l'observation de cette étoile par les plus grands télescopes est impossible car trop lumineuse.

La mesure de l'absorption est donc faite grâce à l'observation d'étoiles de catalogues standards, de manière régulière (plusieurs fois par nuit).

Les termes de correction de masse d'air sont quant à eux déterminés en utilisant les observations d'étoiles standards à différentes valeurs de masse d'air.

Enfin, pour être comparable à d'autres, une magnitude doit être exprimée dans le système de filtre standard. En pratique, la transmission des instruments d'observation n'est qu'une approximation de ces filtres, des différences de l'ordre du pourcent sont mesurables. En particulier, les étoiles ayant des couleurs très différentes de l'étoile de référence verront leur magnitude mesurée dans ces instruments biaisée.

A.2 Les catalogues photométriques de référence

Le catalogue de référence photométrique le plus couramment employé est celui de Arlo Landolt (Landolt (1983) & Landolt (1992)). Il a observé, à l'aide de photomultiplicateurs, 526 étoiles de magnitudes comprises entre 11.5 et 16, dans les filtres UBVRI qui composent le système standard.

Chaque nuit d'observation, des champs contenant les étoiles de Landolt sont observés dans chaque filtre.

A.3 Estimation du point zéro

La comparaison des flux observés des étoiles standards avec les flux mesurés par Landolt permettent d'inverser la relation A.5 et d'en déduire le point zéro du télescope. Ces mesures sont généralement entachées d'erreur dans le calcul du flux, de plus, certaines étoiles de Landolt sont variables ou présentent des mesures avec une erreur importante. Les mesures de point zéro sont donc effectuées de manière statistique sur un nombre important d'étoiles.

A.4 Les corrections de masse d'air

L'extinction atmosphérique est au sens large, la réduction de l'intensité d'une source de radiation résultant de l'absorption et de la diffusion par l'atmosphère. Les deux processus atténuent le flux venant d'une source donnée (environ 1/6 pour une source à incidence normale dans le filtre V).

Un rayon lumineux vertical subit entre les altitudes h et $h + dh$ une atténuation dL :

$$dL(\lambda, h) = \kappa(\lambda, h)\rho(h)L(\lambda, h)dh \quad (\text{A.8})$$

où κ est le coefficient d'absorption par unité de masse qui dépend de la composition de l'atmosphère, $\rho(h)$ est la densité de l'air en fonction de l'altitude.

En intégrant A.8, il vient :

$$L(\lambda, h_0) = L(\lambda, h_1) e^{-\int_{h_0}^{h_1} \kappa(\lambda, h)\rho(h)dh} \quad (\text{A.9})$$

où h_0 et h_1 sont respectivement les altitudes d'observation et la limite supérieure de l'atmosphère.

Si on introduit z l'angle avec la direction du zénith, alors la quantité d'atmosphère traversée entre h et $h + dh$ s'écrit $dh/\cos z$. Si de plus, on fait l'hypothèse que κ est constant au travers de l'atmosphère, on obtient :

$$L(\lambda, h_0) = L(\lambda, h_1) e^{-\kappa(\lambda) \int_{h_0}^{h_1} \frac{\rho(h)}{\cos z} dh} \quad (\text{A.10})$$

L'intégrale dans A.10 représente la masse d'air contenue dans la colonne parallèle au rayon incident. Ce n'est pas la définition de la masse d'air rencontrée généralement en astronomie. Celle-ci est définie comme le nombre d'épaisseur d'atmosphère au zénith le long de la ligne de visée soit le nombre X sans dimension :

$$X = \frac{\int_{h_0}^{h_1} \rho(h)/\cos z dh}{\int_{h_0}^{h_1} \rho(h)dh} \quad (\text{A.11})$$

En utilisant la définition de la masse d'air et en introduisant α la masse d'air verticale mesurée à h_0 , il vient :

$$L(\lambda, h_0) = L(\lambda, h_1) e^{\kappa(\lambda) \alpha X(z)} \quad (\text{A.12})$$

Et donc en magnitude :

$$m(\lambda, h_0) = m(\lambda, h_1) + 2.5 \log_{10}(e) X(z) \alpha \kappa(\lambda) \quad (\text{A.13})$$

soit :

$$m(\lambda, h_0) = m(\lambda, h_1) + k(\lambda) X(z) \alpha \quad (\text{A.14})$$

connu sous le nom de *loi de Bouguer*, avec :

$$k(\lambda) = 2.5 \log_{10}(e) \kappa(\lambda) \alpha \simeq 1.086 \kappa(\lambda) \alpha \quad (\text{A.15})$$

qui est le coefficient d'extinction.

Dans les filtres d'observation usuels, les mesures sont plus affectées dans le bleu que dans le rouge. Les observations faites à grand angle zénithal sont rougies.

Si on considère un filtre d'observation de transmission $T(\lambda)$, et une étoile l'irradiance $I(\lambda)$ nous pouvons écrire le flux comme :

$$f(h_0) = \int_{\lambda} I(\lambda) T(\lambda) e^{-k(\lambda) X / (2.5 \log_{10}(e))} d\lambda \quad (\text{A.16})$$

Si on considère, au premier ordre que l'extinction atmosphérique est constante dans le filtre d'observation, on peut écrire :

$$f(h_0) = e^{-k(\lambda_0) X / (2.5 \log_{10}(e))} \int_{\lambda} I(\lambda) T(\lambda) d\lambda \quad (\text{A.17})$$

où λ_0 est la longueur d'onde moyenne dans le filtre.

Finalement, le rapport du flux hors atmosphère ($h = h_1$) et le flux d'observation, s'écrit en magnitude :

$$\Delta m = m(h_1) - m(h_0) = -k_0 X \quad (\text{A.18})$$

où k_0 est le coefficient d'extinction principal.

En toute rigueur, l'absorption atmosphérique n'est pas constante en fonction de la longueur d'onde, une analyse plus précise permet de déterminer les corrections d'ordre supérieur (voir Sterken & Manfroid (1992) chapitre 6).

Cependant, en pratique, si les observations sont faites à des masses d'air raisonnables (moins de 1.5), le terme de premier ordre permet d'obtenir des erreurs autour de 0.01 magnitude, le même ordre de grandeur que les précisions typiques obtenues pour les points zéros.

A.5 Les corrections de filtres et les filtres standards

Comme nous l'avons vu la photométrie dépend du filtre dans lequel les observations sont faites. Le flux observé dépend en effet de la largeur spectrale du filtre et de son évolution en fonction de la longueur d'onde.

En principe, les filtres montés sur les instruments d'observation sont construits pour être proches des filtres standards UBVRI définis par Jonhson (Johnson & Morgan (1951), Johnson & Morgan (1953)) et Cousins (Cousins (1976)). La figure A.1 montre les bandes passantes de ces filtres.

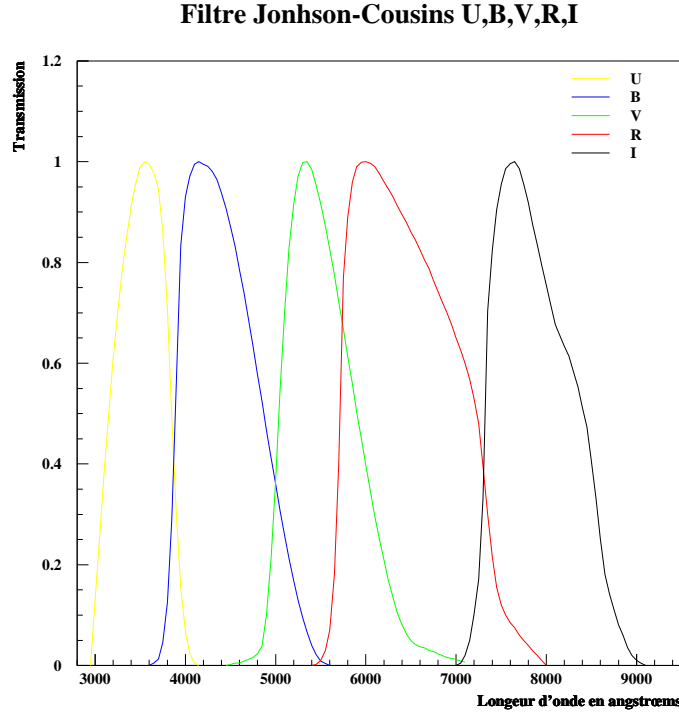


FIG. A.1 – Filtre standard *UBV Johnson* et *RI Cousins Johnson & Morgan (1951)*, *Johnson & Morgan (1953)* & *Cousins (1976)* normalisés à l'unité.

Cependant, comme le montrent les figures A.3 et A.2, les bandes passantes des systèmes d'observation ne constituent qu'une approximation des filtres standards. Les magnitudes des étoiles corrigées pour l'absorption atmosphérique peuvent présenter des variations de l'ordre du centième de magnitude, voire du dixième d'un instrument à l'autre.

Cette différence est d'autant plus grande que la couleur de l'objet considéré, *i.e.*, la différence entre les magnitudes observées dans deux filtres différents¹ (par exemple B-V), est grande²

Le biais introduit par l'inadéquation entre le filtre observationnel et le filtre standard est donc en première approximation proportionnel à la couleur, pour éliminer ce biais, on applique des *corrections de couleurs* ou *corrections de filtres*.

Elles peuvent s'écrire en utilisant les couleurs des sources considérées :

$$m_{corr} = m + \alpha_c(X - Y) + \beta_c(X - Y)^2 + \dots \quad (\text{A.19})$$

où X et Y sont les mesures de magnitude dans les filtres standards ($X, Y \in \{U, B, V, R, I\}$). α_c et β_c sont les termes de couleurs au premier et au second ordre du filtre considéré. En général, les termes du premier ordre sont suffisants pour corriger les magnitudes. Le télescope Hubble de part sa position spatiale possède des filtres instrumentaux très différents des filtres effectifs terrestres, les

¹Les couleurs sont en général définies par la mesure de la magnitude dans le filtre le plus bleu moins celle dans le filtre le plus rouge

²Par définition, Vega a dans ce système une couleur identiquement nulle quels que soient les filtres considérés. La mesure de la couleur est donc une mesure de la différence par rapport à l'étoile de référence. Vega est une étoile A0, sa couleur est blanche. Une étoile avec une couleur mesurée négative tendra donc vers le bleu et une étoile avec une couleur mesurée positive tendra vers le rouge.

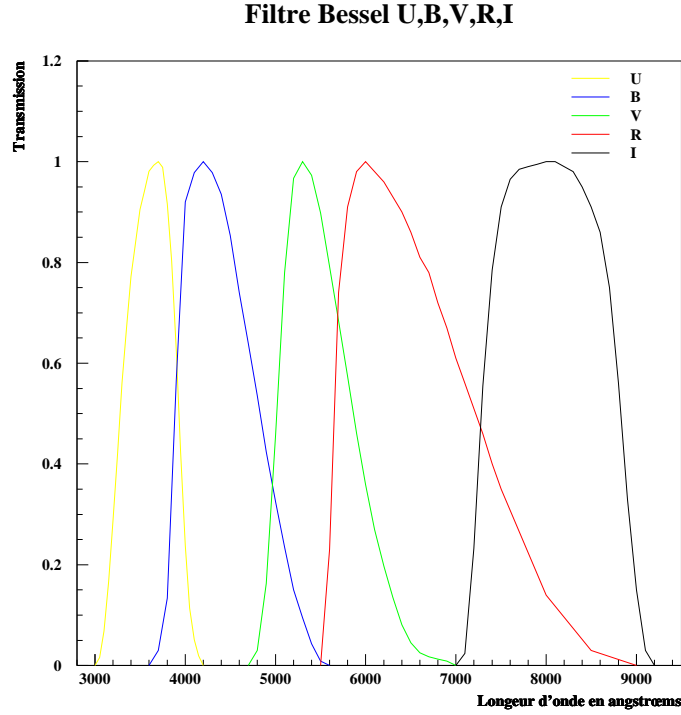


FIG. A.2 – *Filtres UBVRI de Bessel (Bessell (1990) & Bessell (1995)) normalisés à l'unité.*

transformations des corrections de filtre de second ordre sont donc en général appliquées (Holtzman et al. (1995b)).

A.6 Détermination de la magnitude d'une source : la pratique

La magnitude d'une source dans le système standard de magnitude s'écrit donc finalement dans le filtre I et en considérant R-I pour la correction de couleur :

$$I = -2.5 \log_{10} flux + zero_I - k_{0,I}X + \alpha_{c,I}(R - I) \quad (\text{A.20})$$

où $flux$ est le flux mesuré dans le filtre I en nombre de photon-électrons ou d'ADU par seconde, suivant la définition du point zéro $zero_I$, X et $k_{0,I}$ sont respectivement la masse d'air le long de la ligne de visée des observations et le terme de masse d'air. Enfin, $\alpha_{c,I}$ est le terme de couleur dans le filtre I pour la couleur $R - I$.

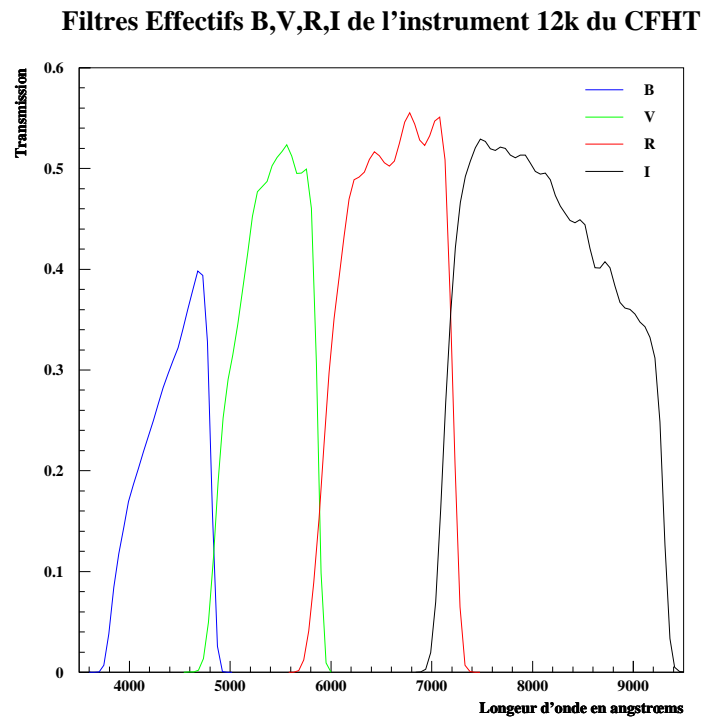


FIG. A.3 – *Filtres effectifs de la caméra CFH12K montée sur le CFHT normalisés pour reproduire les points zéro de l'instrument.*

Annexe B

Les supernovæ lointaines

B.1 2000fr

Cette supernova a été découverte avec l'instrument CFH12K lors de la campagne du printemps 2000 au CFHT. Elle a été découverte 20 jours avant son maximum de luminosité dans le référentiel observateur (soit 13 jours avant son maximum dans son référentiel). Ceci a permis de l'observer dans d'excellentes conditions avec le télescope spatial Hubble. Elle a ainsi bénéficié de 6 observations en I, 5 en R et 2 en V (tableau B.2).

L'identification spectroscopique a été obtenue grâce à l'instrument FORS-1 du VLT, le décalage vers le rouge a été déterminé à partir des raies de sa galaxie hôte (figure B.1).

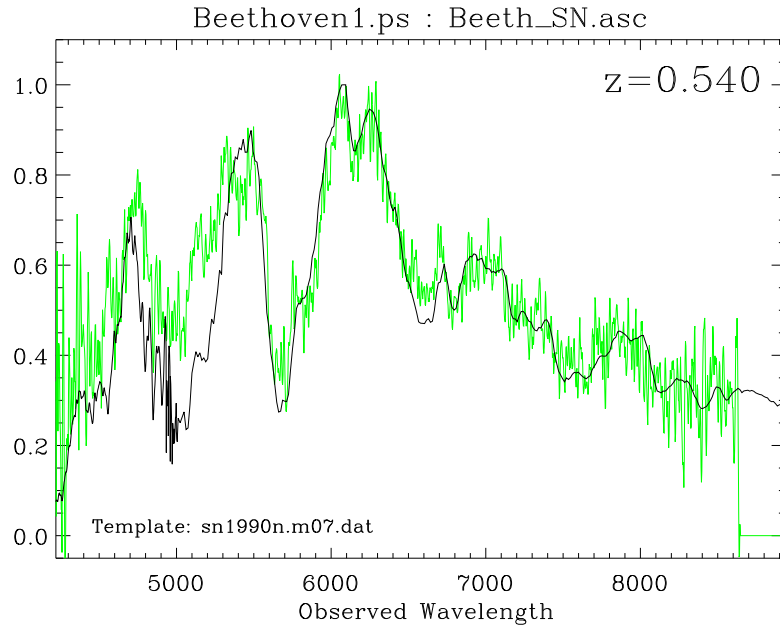


FIG. B.1 – En vert, le spectre de 2000fr dans le référentiel de l'observateur. Ce spectre a été observé par le VLT avec l'instrument FORS1 le 4 mai 2000. Le temps d'exposition est de 4800 secondes. Son décalage vers le rouge a été estimé en utilisant les raies provenant de sa galaxie hôte. En surimpression noire, le spectre de 1990N, supernova proche observée 7 jours avant le maximum.

<i>Télescope</i>	<i>Instrument</i>	<i>Date d'observation</i> ^a	<i>filtre</i>	<i>Exposition</i> ^b	<i>seeing</i> ^c
<i>CFHT</i>	<i>Cfht12K</i>	<i>51665.50</i>	<i>I</i>	<i>8640</i>	<i>0.81</i>
<i>CFHT</i>	<i>Cfht12K</i>	<i>51642.55</i>	<i>I</i>	<i>7200</i>	<i>0.75</i>
<i>CFHT</i>	<i>Cfht12K</i>	<i>52015.55</i> [†]	<i>I</i>	<i>9900</i>	<i>0.70</i>
<i>CFHT</i>	<i>Cfht12K</i>	<i>52017.39</i> [†]	<i>I</i>	<i>3300</i>	<i>0.77</i>
<i>CFHT</i>	<i>Cfht12K</i>	<i>52018.50</i> [†]	<i>I</i>	<i>2640</i>	<i>0.68</i>
<i>CFHT</i>	<i>Cfht12K</i>	<i>52019.40</i> [†]	<i>I</i>	<i>3300</i>	<i>0.58</i>

TAB. B.1 – Récapitulatif des observations de 2000fr.

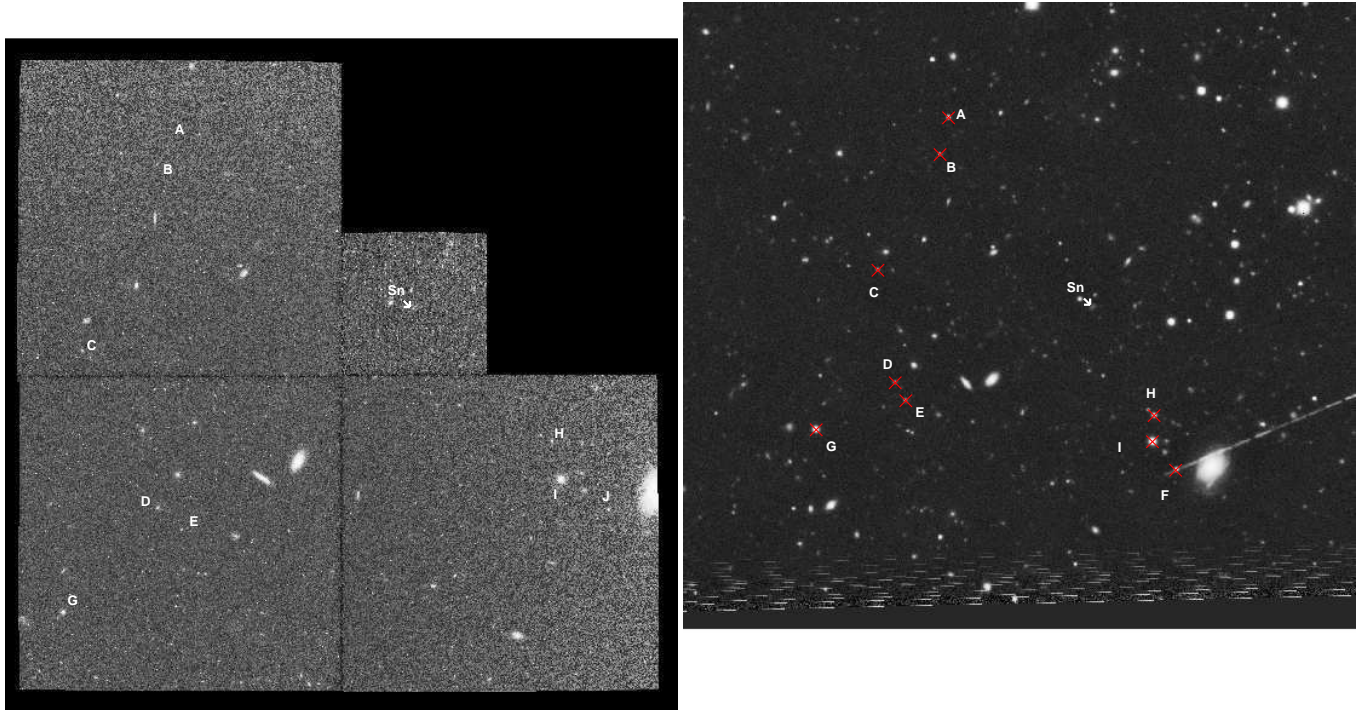
^a Date julienne $-2\,400\,000$ ^b en seconde^c FWHM en arc secondes[†] Images de référence sans la supernova.

FIG. B.2 – Supernova 2000fr dans la bande I observée par le télescope Hubble à gauche et par le CFHT à droite, les magnitudes de quelques objets du champ sont présentées dans le tableau B.3.

<i>Instrument</i>	<i>Date d'observation^a</i>	<i>filtre^b</i>	<i>Exposition^c</i>
<i>HstWfpc2</i>	<i>51672.36</i>	<i>F814W</i>	<i>2200</i>
<i>HstWfpc2</i>	<i>51679.47</i>	<i>F814W</i>	<i>1200</i>
<i>HstWfpc2</i>	<i>51692.41</i>	<i>F814W</i>	<i>1200</i>
<i>HstWfpc2</i>	<i>51705.70</i>	<i>F814W</i>	<i>800</i>
<i>HstWfpc2</i>	<i>51717.48</i>	<i>F814W</i>	<i>2300</i>
<i>HstWfpc2</i>	<i>51733.29</i>	<i>F814W</i>	<i>2300</i>
<i>HstWfpc2</i>	<i>51679.48</i>	<i>F675W</i>	<i>1200</i>
<i>HstWfpc2</i>	<i>51692.41</i>	<i>F675W</i>	<i>1200</i>
<i>HstWfpc2</i>	<i>51705.76</i>	<i>F675W</i>	<i>1000</i>
<i>HstWfpc2</i>	<i>51717.54</i>	<i>F675W</i>	<i>2400</i>
<i>HstWfpc2</i>	<i>51733.36</i>	<i>F675W</i>	<i>2400</i>
<i>HstWfpc2</i>	<i>51679.49</i>	<i>F555W</i>	<i>1300</i>
<i>HstWfpc2</i>	<i>51692.43</i>	<i>F555W</i>	<i>1300</i>

TAB. B.2 – Récapitulatif des observations avec le télescope spatial Hubble de 2000fr.

^a *Date julienne −2 400 000*

^b *Le nom correspond à la longueur d'onde moyenne du filtre en nm.*

^c *en seconde*

<i>Etoiles</i>	<i>I</i>	<i>R</i>
<i>A</i>	<i>22.02 ± 0.05</i>	<i>–</i>
<i>B</i>	<i>21.79 ± 0.05</i>	<i>–</i>
<i>C</i>	<i>19.78 ± 0.01</i>	<i>–</i>
<i>D</i>	<i>21.04 ± 0.28</i>	<i>–</i>
<i>E</i>	<i>18.53 ± 0.01</i>	<i>–</i>
<i>F</i>	<i>20.68 ± 0.01</i>	<i>–</i>
<i>G</i>	<i>17.72 ± 0.03</i>	<i>–</i>
<i>H</i>	<i>21.77 ± 0.07</i>	<i>–</i>
<i>I</i>	<i>21.91 ± 0.07</i>	<i>–</i>

TAB. B.3 – Magnitudes de quelques étoiles du champ de 2000fr.

<i>Phase[†]</i>	<i>V[‡]</i>
<i>51679.49(0.01)</i>	<i>22.85(0.03)</i>
<i>51692.42(0.01)</i>	<i>23.38(0.04)</i>

TAB. B.4 – Courbe de lumière de 2000fr dans la bande V. Les points sont tous mesurés avec le HST.

[†] *Jour Julien réduit*

[‡] *Magnitude standard dans le filtre V*

$Phase^{\dagger}$	R^{\ddagger}
$51692.41(0.01)$	$22.53(0.03)$
$51679.48(0.01)$	$22.41(0.03)$
$51692.41(0.01)$	$22.53(0.03)$
$51705.75(0.01)$	$23.37(0.06)$
$51717.54(0.01)$	$24.02(0.05)$

TAB. B.5 – Courbe de lumière de 2000fr dans la bande R. Les points sont tous mesurés avec le HST.

† Jour Julien réduit

‡ Magnitude standard dans le filtre R

$Phase^{\dagger}$	I^{\ddagger}
$51665.50(0.01)$	$23.96(0.07)^a$
$51672.36(0.01)$	$22.66(0.03)^b$
$51679.47(0.01)$	$22.37(0.04)^b$
$51692.40(0.01)$	$22.35(0.03)^b$
$51705.70(0.01)$	$22.77(0.07)^b$
$51717.47(0.01)$	$23.32(0.05)^b$

TAB. B.6 – Courbe de lumière de 2000fr dans la bande I

† Jour Julien réduit

‡ Magnitude standard dans le filtre I

a Observations au CFHT

b Observations avec HST

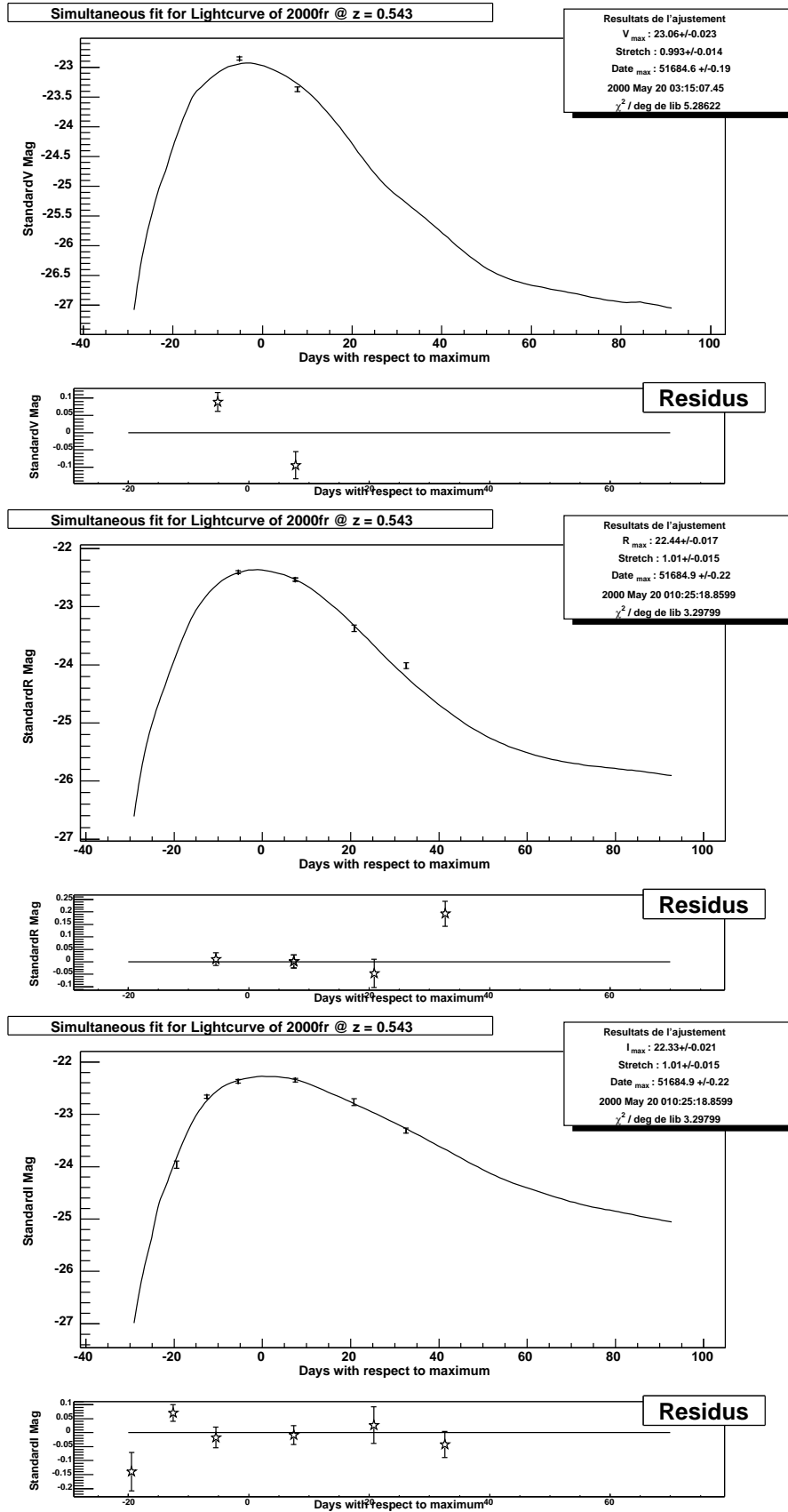


FIG. B.3 – Courbes de lumière de 2000fr en magnitudes standards dans les filtres V, R et I

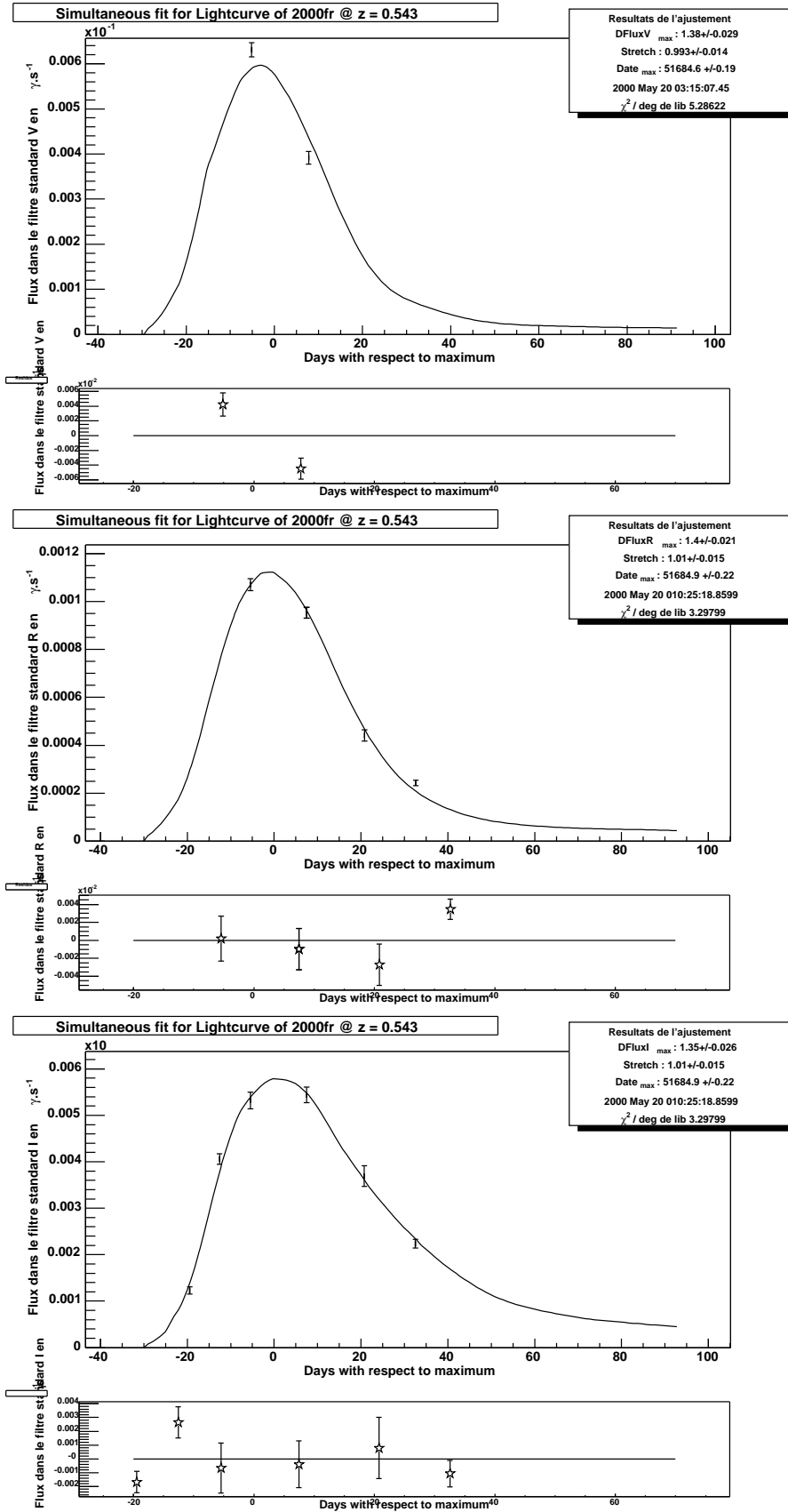


FIG. B.4 – Courbes de lumière de 2000fr en flux standards dans les filtres V, R et I

B.2 2001gn

Cette supernova a été découverte lors de la campagne de recherche du printemps 2001 par l'instrument CFH12K au CFHT. Elle a été détectée le 16 avril 2001, puis confirmée le 20 avril.

Son spectre (figure B.5) a été obtenu avec l'instrument ESI¹ du Keck. Un temps de pose de 2h a permis son identification et la mesure de son décalage vers le rouge (1.1) en utilisant les raies de la supernova.

Une raie qui pourrait correspondre à une raie galactique a été observée dans le spectre indiquant un décalage vers le rouge de 1.12 en très bon accord avec celui mesuré sur le spectre de la supernova.

Elle a ensuite été observée à 5 reprises en I et à une reprise en Z par le télescope spatial Hubble à partir de son maximum de luminosité (tableau B.7).

<i>Télescope</i>	<i>Instrument</i>	<i>Date d'observation</i> ^a	<i>filtre</i>	<i>Exposition</i> ^b	<i>seeing</i> ^c
<i>CFHT</i>	<i>Cfht12K</i>	<i>51999.48</i>	<i>I</i>	<i>9240</i>	<i>0.67</i>
<i>CFHT</i>	<i>Cfht12K</i>	<i>52016.49</i>	<i>I</i>	<i>9900</i>	<i>0.65</i>
<i>CFHT</i>	<i>Cfht12K</i>	<i>52020.38</i>	<i>I</i>	<i>3300</i>	<i>0.61</i>
<i>CFHT</i>	<i>Cfht12K</i>	<i>52350.56</i> [†]	<i>I</i>	<i>1200</i>	<i>0.82</i>
<i>CFHT</i>	<i>Cfht12K</i>	<i>52353.55</i> [†]	<i>I</i>	<i>4800</i>	<i>0.73</i>
<i>CFHT</i>	<i>Cfht12K</i>	<i>52377.58</i> [†]	<i>I</i>	<i>3600</i>	<i>0.64</i>
<i>CFHT</i>	<i>Cfht12K</i>	<i>52378.52</i> [†]	<i>I</i>	<i>3000</i>	<i>0.79</i>
<i>CFHT</i>	<i>Cfht12K</i>	<i>52382.52</i> [†]	<i>I</i>	<i>1800</i>	<i>0.77</i>
<i>CFHT</i>	<i>Cfht12K</i>	<i>52385.49</i> [†]	<i>I</i>	<i>1800</i>	<i>0.78</i>
<i>CFHT</i>	<i>Cfht12K</i>	<i>52387.37</i> [†]	<i>I</i>	<i>1800</i>	<i>0.78</i>
<i>CFHT</i>	<i>Cfht12K</i>	<i>52407.28</i> [†]	<i>I</i>	<i>1800</i>	<i>0.64</i>
<i>CFHT</i>	<i>Cfht12K</i>	<i>52413.31</i> [†]	<i>I</i>	<i>1800</i>	<i>0.77</i>
<i>CFHT</i>	<i>Cfht12K</i>	<i>52416.30</i> [†]	<i>I</i>	<i>1800</i>	<i>0.57</i>

TAB. B.7 – Récapitulatif des observations de 2001gn.

^a *Date julienne – 2 400 000*

^b *en seconde*

^c *FWHM en arc secondes*

[†] *Images de référence sans la supernova.*

¹ Echellette Spectrograph and Imager

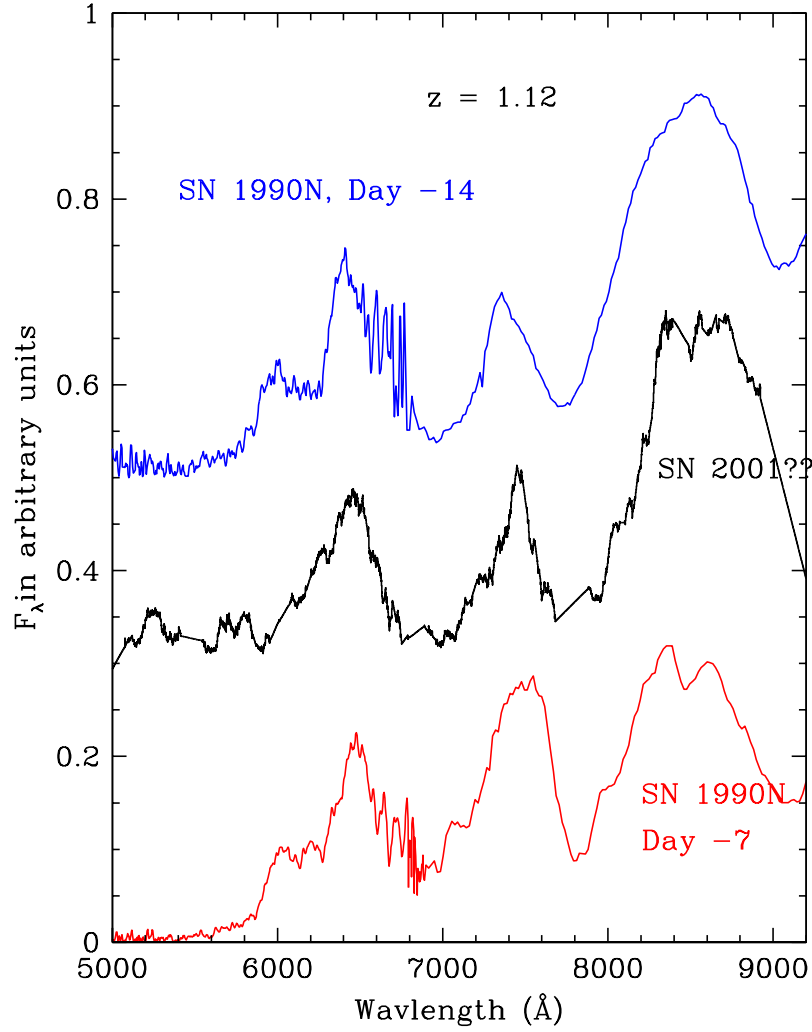


FIG. B.5 – En noir, le spectre de 2001gn. Ce spectre a été observé le 23 et le 24 avril 2001 avec le télescope Keck et le spectrographe échelle ESI. Le temps d'intégration est de 2×6100 secondes répartie sur les deux nuits. Le spectre est comparé aux spectres de 1990N à différentes phases (respectivement 7 et 14 jours avant le maximum en rouge et en bleu). A noter, le spectre a été lissé pour faire ressortir les raies caractéristiques de la supernova (les raies larges) au détriment des raies étroites.

<i>Instrument</i>	<i>Date d'observation^a</i>	<i>filtre^b</i>	<i>Exposition^c</i>
<i>HstWfpc2</i>	<i>52030.54</i>	<i>F814W</i>	<i>2300</i>
<i>HstWfpc2</i>	<i>52040.51</i>	<i>F814W</i>	<i>3600</i>
<i>HstWfpc2</i>	<i>52051.35</i>	<i>F814W</i>	<i>4700</i>
<i>HstWfpc2</i>	<i>52064.53</i>	<i>F814W</i>	<i>7100</i>
<i>HstWfpc2</i>	<i>52078.37</i>	<i>F814W</i>	<i>7200</i>
<i>HstACS</i>	<i>52765.89[†]</i>	<i>F814W</i>	<i>946</i>
<i>HstWfpc2</i>	<i>52036.36</i>	<i>F850LP</i>	<i>7100</i>
<i>HstACS</i>	<i>52765.95[†]</i>	<i>F850LP</i>	<i>946</i>

TAB. B.8 – Récapitulatif des observations avec le télescope spatial Hubble de 2001gn.

^a Date julienne $-2\,400\,000$

^b Le nom correspond à la longueur d'onde moyenne du filtre en nm.

^c en seconde

[†] Images de référence sans la supernova.

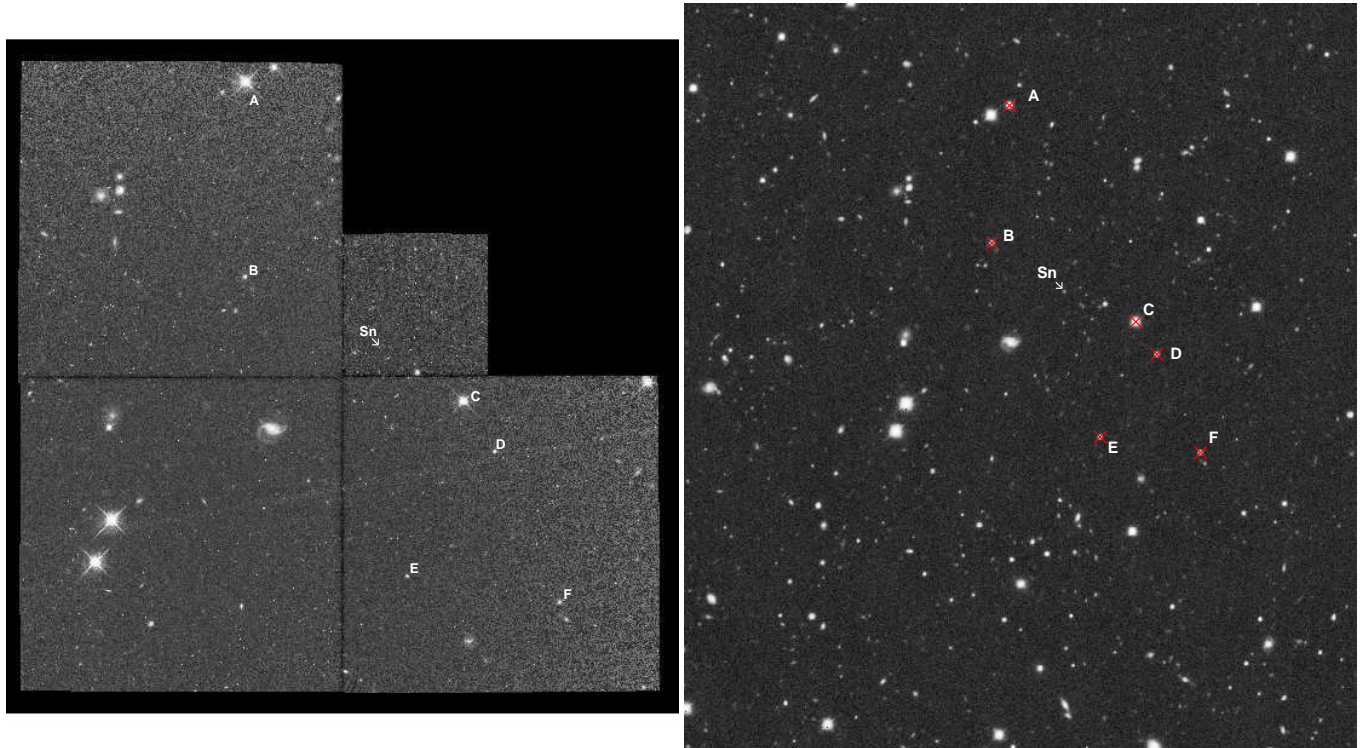


FIG. B.6 – Supernova 2001gn dans la bande I observée par le télescope Hubble à gauche et par le CFHT à droite, les magnitudes de quelques objets du champ sont présentées dans le tableau B.9.

<i>Etoiles</i>	<i>I</i>	<i>R</i>
<i>A</i>	18.28 ± 0.01	–
<i>B</i>	19.52 ± 0.01	–
<i>C</i>	17.14 ± 0.06	–
<i>D</i>	19.93 ± 0.02	–
<i>E</i>	20.40 ± 0.02	–
<i>F</i>	20.21 ± 0.02	–

TAB. B.9 – *Magnitudes de quelques étoiles du champ de 2001gn.*

<i>Phase</i> [†]	<i>I</i> [‡]
52016.50(0.01)	24.83(0.14) ^a
52020.40(0.01)	24.56(0.10) ^a
52030.54(0.01)	24.52(0.11) ^b
52040.51(0.01)	24.90(0.13) ^b
52051.35(0.01)	25.21(0.16) ^b
52064.53(0.01)	26.27(0.35) ^b
52078.37(0.01)	27.78(1.36) ^b

TAB. B.10 – *Courbe de lumière de 2001gn dans la bande I*

[†] *Jour Julien réduit*

[‡] *Magnitude standard dans le filtre I*

^a *Observations au CFHT*

^b *Observations avec HST*

<i>Phase</i> [†]	<i>Z</i> [‡]
52036.37(0.01)	23.86(0.14)

TAB. B.11 – *Courbe de lumière de 2001gn dans la bande Z. Les points sont tous mesurés avec le HST.*

[†] *Jour Julien réduit*

[‡] *Magnitude standard dans le filtre Z*

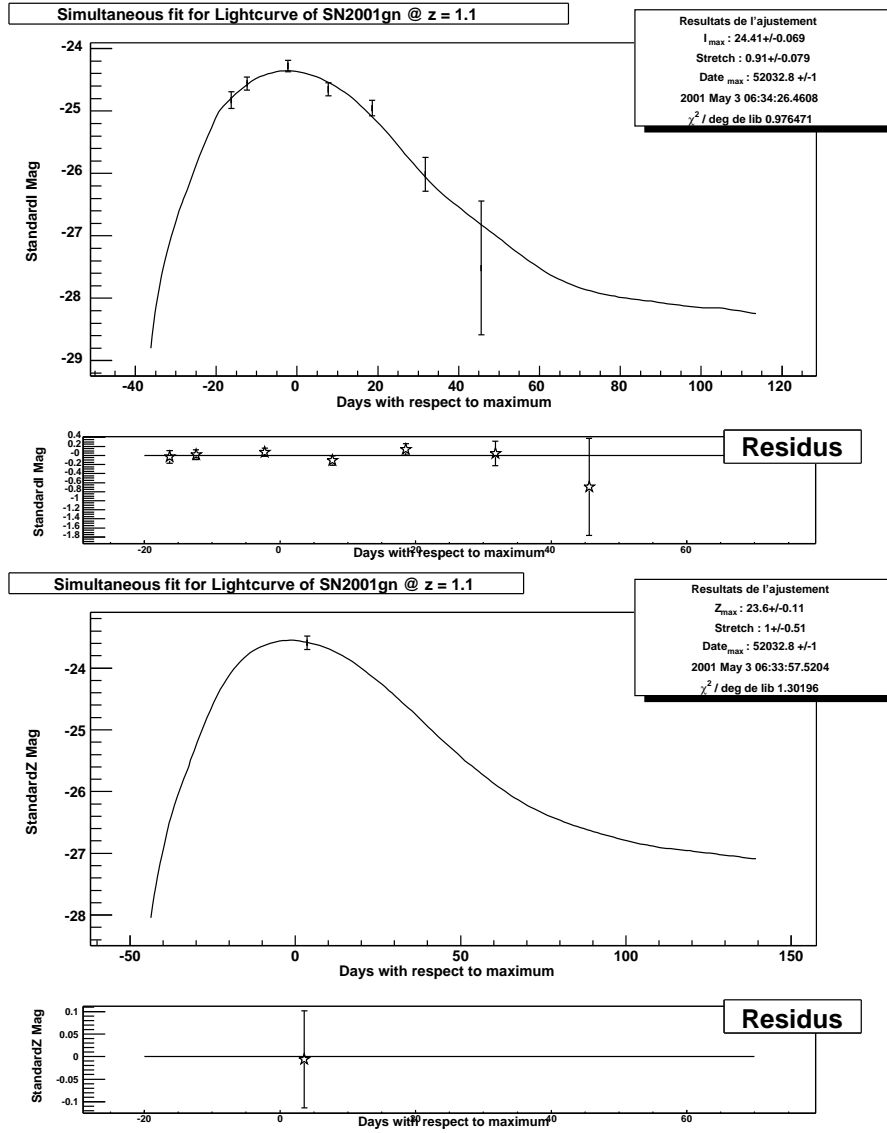


FIG. B.7 – Courbes de lumière de 2001gn en magnitudes standards dans les filtres R et I

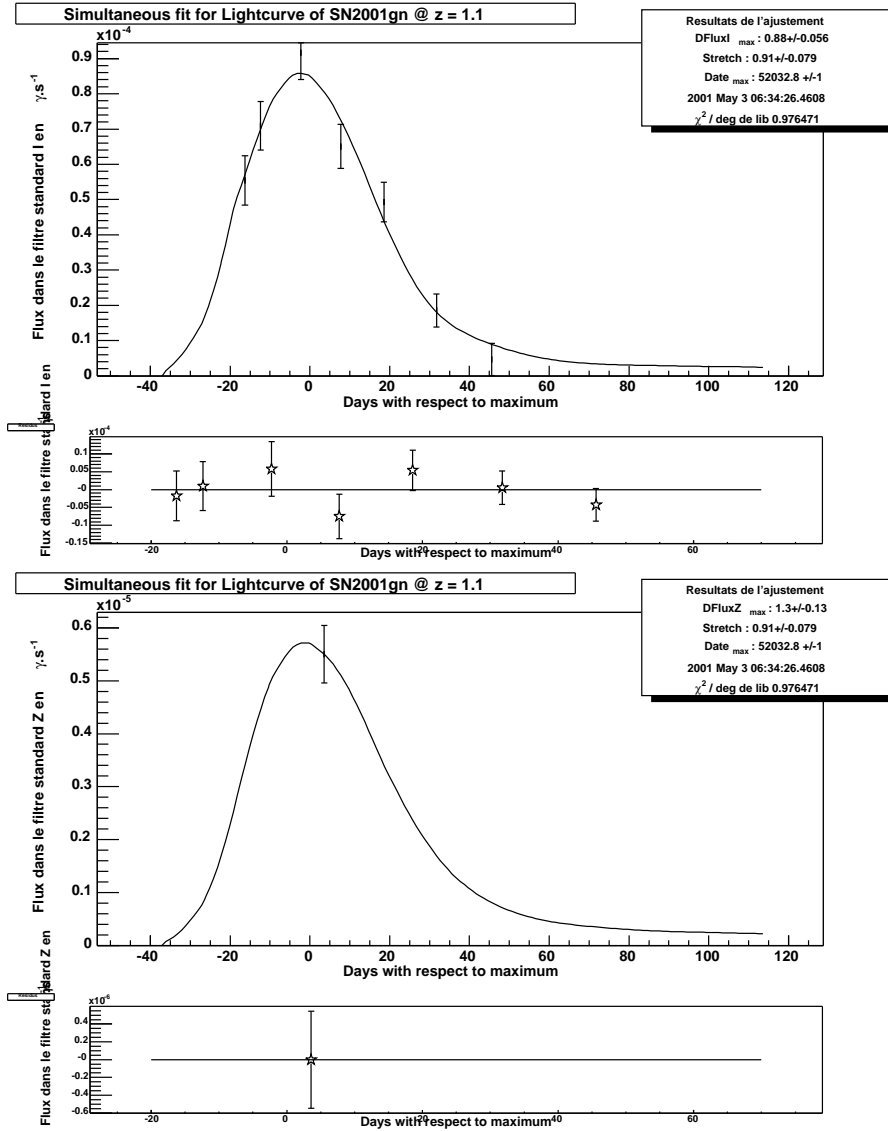


FIG. B.8 – Courbes de lumière de 2001gn en flux standards dans les filtres R et I

B.3 2001go

Cette supernova a été découverte lors de la campagne du printemps 2001 avec l'instrument CFH12K au CFHT. Elle a été détectée le 16 avril, puis confirmée le 20 avril.

Son identification spectrale et la mesure de son décalage vers le rouge ont été obtenues grâce à l'instrument FORS-1 du VLT (figure B.9). Son décalage vers le rouge (0.552) a été déterminé grâce aux raies de sa galaxie hôte.

Cette supernova a été découverte quelques jours après son maximum. Elle a bénéficié d'un suivi (tableau B.12 & B.13) à la fois spatial avec 5 points mesurés en R et en I et au sol avec des mesures faites avec les instruments FORS-1 du VLT (en R) et SUSI2 du NTT (en R et en I).

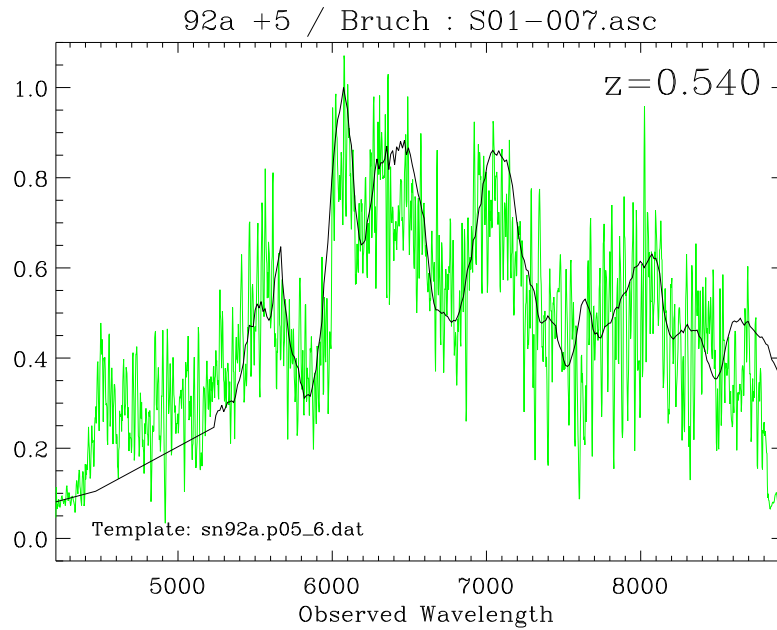


FIG. B.9 – En vert, le spectre de 2001go. Ce spectre a été pris avec le VLT et le spectrographe longue fente FORS1 le 21 avril. Le temps d'exposition est de 2400 secondes. Le décalage vers le rouge a été déterminé en mesurant les raies provenant de la galaxie hôte.

<i>Telescope</i>	<i>Instrument</i>	<i>Date d'observation</i> ^a	<i>filtre</i>	<i>Exposition</i> ^b	<i>seeing</i> ^c
<i>CFHT</i>	<i>Cfht12K</i>	<i>51999.47</i>	<i>I</i>	<i>9900</i>	<i>0.74</i>
<i>CFHT</i>	<i>Cfht12K</i>	<i>52016.49</i>	<i>I</i>	<i>9900</i>	<i>0.72</i>
<i>CFHT</i>	<i>Cfht12K</i>	<i>52020.38</i>	<i>I</i>	<i>2640</i>	<i>0.65</i>
<i>CFHT</i>	<i>Cfht12K</i>	<i>52350.57</i> [†]	<i>I</i>	<i>3600</i>	<i>0.90</i>
<i>CFHT</i>	<i>Cfht12K</i>	<i>52353.55</i> [†]	<i>I</i>	<i>7200</i>	<i>0.80</i>
<i>CFHT</i>	<i>Cfht12K</i>	<i>52377.58</i> [†]	<i>I</i>	<i>3600</i>	<i>0.72</i>
<i>CFHT</i>	<i>Cfht12K</i>	<i>52378.52</i> [†]	<i>I</i>	<i>3600</i>	<i>0.82</i>
<i>CFHT</i>	<i>Cfht12K</i>	<i>52382.52</i> [†]	<i>I</i>	<i>1800</i>	<i>0.83</i>
<i>CFHT</i>	<i>Cfht12K</i>	<i>52385.49</i> [†]	<i>I</i>	<i>1800</i>	<i>0.85</i>
<i>CFHT</i>	<i>Cfht12K</i>	<i>52387.37</i> [†]	<i>I</i>	<i>1800</i>	<i>0.84</i>
<i>CFHT</i>	<i>Cfht12K</i>	<i>52407.29</i> [†]	<i>I</i>	<i>3600</i>	<i>0.71</i>
<i>CFHT</i>	<i>Cfht12K</i>	<i>52413.31</i> [†]	<i>I</i>	<i>1800</i>	<i>0.82</i>
<i>CFHT</i>	<i>Cfht12K</i>	<i>52416.30</i> [†]	<i>I</i>	<i>1800</i>	<i>0.63</i>
<i>NTT</i>	<i>NttSusi</i>	<i>52026.15</i> [†]	<i>I</i>	<i>4800</i>	<i>0.64</i>
<i>NTT</i>	<i>NttSusi</i>	<i>52026.10</i>	<i>R</i>	<i>2400</i>	<i>0.63</i>
<i>VLT</i>	<i>VltFors1</i>	<i>52057.00</i>	<i>R</i>	<i>1199</i>	<i>0.71</i>
<i>VLT</i>	<i>VltFors1</i>	<i>52080.00</i>	<i>R</i>	<i>5399</i>	<i>0.49</i>
<i>CFHT</i>	<i>Cfht12K</i>	<i>52350.60</i> [†]	<i>R</i>	<i>1200</i>	<i>1.01</i>
<i>CFHT</i>	<i>Cfht12K</i>	<i>52353.59</i> [†]	<i>R</i>	<i>2400</i>	<i>0.93</i>
<i>CFHT</i>	<i>Cfht12K</i>	<i>52377.61</i> [†]	<i>R</i>	<i>1200</i>	<i>0.88</i>
<i>CFHT</i>	<i>Cfht12K</i>	<i>52378.55</i> [†]	<i>R</i>	<i>1200</i>	<i>0.87</i>
<i>CFHT</i>	<i>Cfht12K</i>	<i>52382.54</i> [†]	<i>R</i>	<i>600</i>	<i>0.89</i>
<i>CFHT</i>	<i>Cfht12K</i>	<i>52385.51</i> [†]	<i>R</i>	<i>600</i>	<i>0.82</i>
<i>CFHT</i>	<i>Cfht12K</i>	<i>52387.39</i> [†]	<i>R</i>	<i>600</i>	<i>0.83</i>
<i>CFHT</i>	<i>Cfht12K</i>	<i>52407.31</i> [†]	<i>R</i>	<i>1200</i>	<i>0.76</i>
<i>CFHT</i>	<i>Cfht12K</i>	<i>52413.32</i> [†]	<i>R</i>	<i>600</i>	<i>0.79</i>
<i>CFHT</i>	<i>Cfht12K</i>	<i>52416.32</i> [†]	<i>R</i>	<i>600</i>	<i>0.65</i>

TAB. B.12 – Récapitulatif des observations de 2001go.

^a *Date julienne −2 400 000*^b *en seconde*^c *FWHM en arc secondes*[†] *Images de référence sans la supernova.*

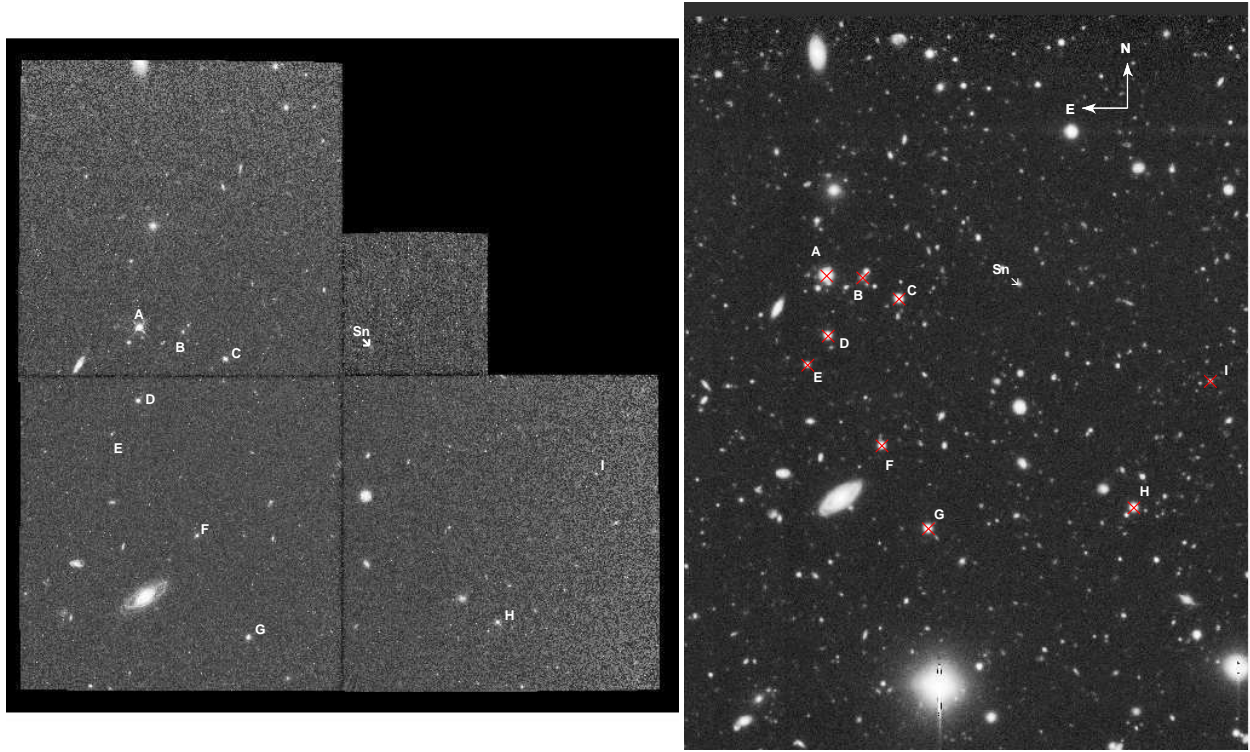


FIG. B.10 – Supernova 2001go dans la bande R observée par le télescope Hubble à gauche et par le CFHT à droite, les magnitudes de quelques objets du champ sont présentées dans le tableau B.14.

<i>Instrument</i>	<i>Date d'observation^a</i>	<i>filtre^b</i>	<i>Exposition^c</i>
<i>HstWfpc2</i>	52029.76	<i>F814W</i>	2000
<i>HstWfpc2</i>	52037.57	<i>F814W</i>	2400
<i>HstWfpc2</i>	52047.47	<i>F814W</i>	2400
<i>HstWfpc2</i>	52054.09	<i>F814W</i>	2400
<i>HstWfpc2</i>	52065.86	<i>F814W</i>	4800
<i>HstACS</i>	52765.16 [†]	<i>F814W</i>	950
<i>HstWfpc2</i>	52029.74	<i>F675W</i>	2200
<i>HstWfpc2</i>	52037.50	<i>F675W</i>	2300
<i>HstWfpc2</i>	52047.40	<i>F675W</i>	2300
<i>HstWfpc2</i>	52054.02	<i>F675W</i>	2300
<i>HstWfpc2</i>	52065.73	<i>F675W</i>	4700
<i>HstACS</i>	52765.10 [†]	<i>F625W</i>	950

TAB. B.13 – Récapitulatif des observations avec le télescope spatial Hubble de 2001go.

^a Date julienne – 2 400 000

^b Le nom correspond à la longueur d'onde moyenne du filtre en nm.

^c en seconde

[†] Images de référence sans la supernova.

<i>Etoiles</i>	<i>I</i>	<i>R</i>
<i>A</i>	17.54 ± 0.02	17.54 ± 0.02
<i>B</i>	21.05 ± 0.09	21.05 ± 0.09
<i>C</i>	18.47 ± 0.02	18.47 ± 0.02
<i>D</i>	18.81 ± 0.01	18.81 ± 0.01
<i>E</i>	21.08 ± 0.03	21.08 ± 0.03
<i>F</i>	19.70 ± 0.02	19.70 ± 0.02
<i>G</i>	18.98 ± 0.01	18.98 ± 0.01
<i>H</i>	18.51 ± 0.02	18.51 ± 0.02
<i>I</i>	21.19 ± 0.05	21.19 ± 0.05

TAB. B.14 – *Magnitudes de quelques étoiles du champ de 2001go.*

<i>Phase</i> [†]	<i>R</i> [‡]
52029.74(0.01)	23.32(0.03)
52037.50(0.01)	23.88(0.05)
52047.41(0.01)	24.47(0.08)
52026.10(0.01)	23.18(0.04)

TAB. B.15 – *Courbe de lumière de 2001go dans la bande R. Les points sont tous mesurés avec le HST.*

[†] *Jour Julien réduit*

[‡] *Magnitude standard dans le filtre R*

<i>Phase</i> [†]	<i>I</i> [‡]
51999.50(0.01)	23.07(0.03) ^a
52016.50(0.01)	22.44(0.02) ^a
52020.40(0.01)	22.47(0.02) ^a
52026.10(0.01)	22.60(0.03) ^b
52029.76(0.01)	22.88(0.04) ^c
52037.57(0.01)	23.35(0.05) ^c
52047.47(0.01)	23.81(0.07) ^c

TAB. B.16 – *Courbe de lumière de 2001go dans la bande I*

[†] *Jour Julien réduit*

[‡] *Magnitude standard dans le filtre I*

^a *Observations au CFHT*

^b *Observations au NTT*

^c *Observations avec HST*

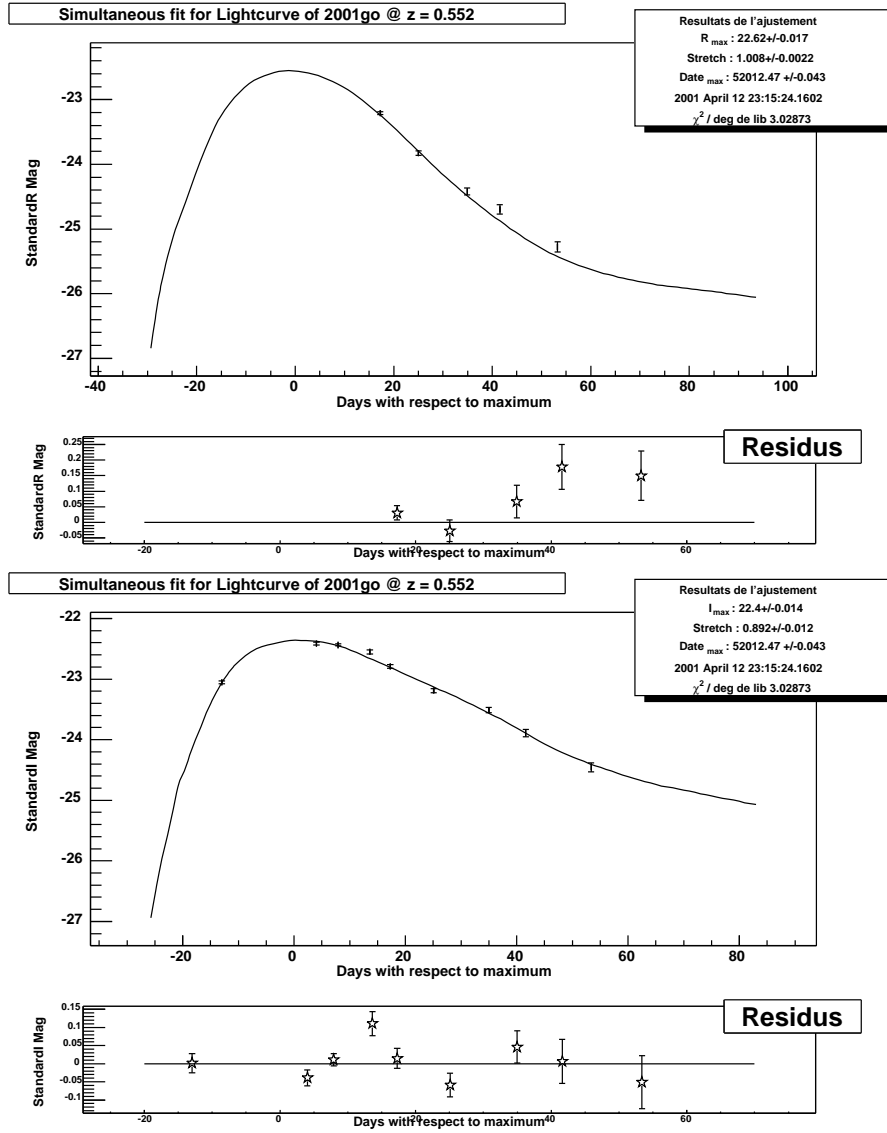


FIG. B.11 – Courbes de lumière de 2001go en magnitudes standards dans les filtres R et I

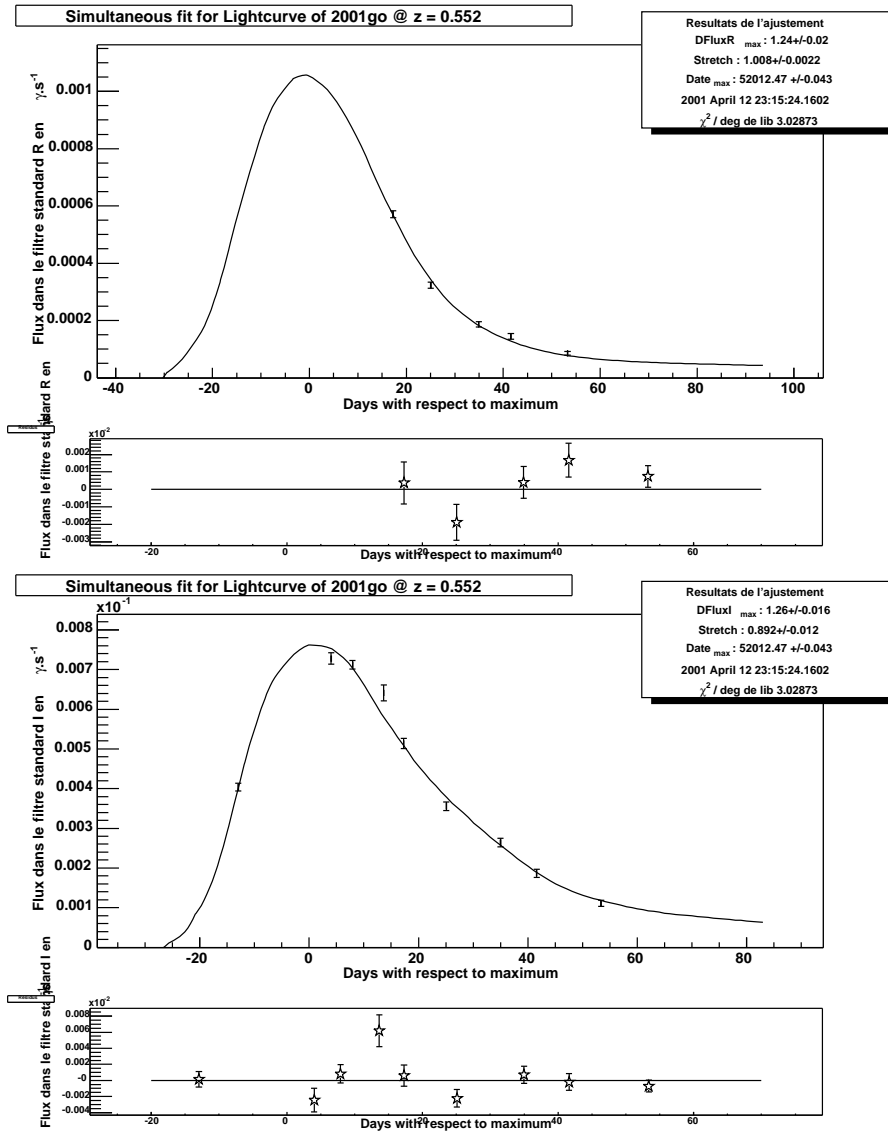


FIG. B.12 – Courbes de lumière de 2001go en flux standards dans les filtres R et I

B.4 2001gq

2001gq a été découverte durant la campagne SCP du printemps 2001 avec l'instrument CFH12K du CFHT. Elle a été détectée le 15 avril et confirmée les 17 et 19 avril.

Son identification spectrale et la mesure de son décalage vers le rouge (0.671) ont été obtenues grâce aux instruments LRIS² et ESI du KECK (figure B.13). La mesure de son décalage vers le rouge a été obtenue grâce aux raies de sa galaxie hôte.

Cette supernova a été découverte quelques jours avant son maximum de luminosité, elle a bénéficié de 5 points de suivi spatial en R et en I et d'un point en R et en I obtenus avec le l'instrument FORS-1 du télescope VLT (tableau B.17 & B.18).

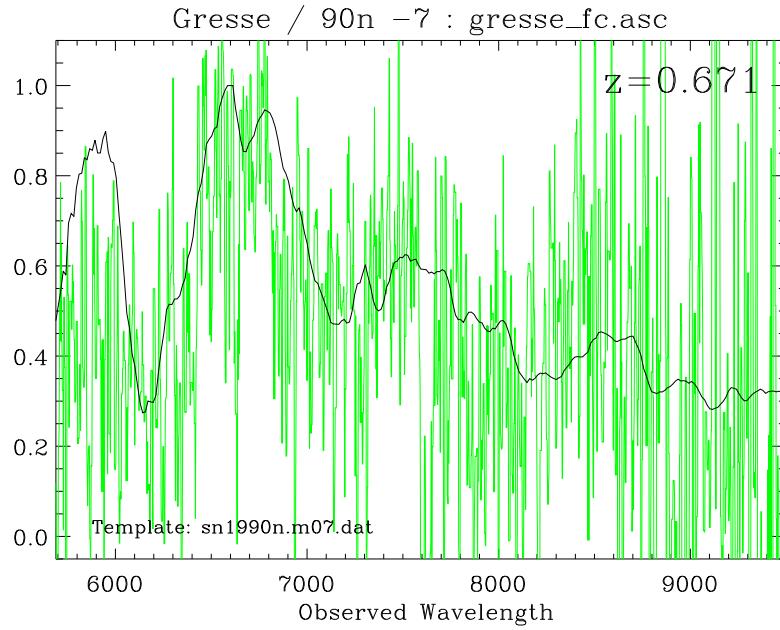


FIG. B.13 – En vert, le spectre de 2001gq. Ce spectre a été obtenu à l'aide du télescope Keck et du spectrographe à échelle ESI le 22 avril 2001. Le temps d'exposition est de 1800 secondes. En noir, le spectre de la supernova proche 1990N observée 7 jours avant le maximum. A noter, le spectre de 2001gy est rééchantillonné par pas de 5 Å

²Low Resolution Imaging Spectrometer

<i>Télescope</i>	<i>Instrument</i>	<i>Date d'observation</i> ^a	<i>filtre</i>	<i>Exposition</i> ^b	<i>seeing</i> ^c
<i>CFHT</i>	<i>Cfht12K</i>	51665.50 [†]	<i>I</i>	8640	0.63
<i>CFHT</i>	<i>Cfht12K</i>	51642.54 [†]	<i>I</i>	7200	0.81
<i>CFHT</i>	<i>Cfht12K</i>	51998.49	<i>I</i>	10560	0.68
<i>CFHT</i>	<i>Cfht12K</i>	52015.55	<i>I</i>	9240	0.69
<i>CFHT</i>	<i>Cfht12K</i>	52017.38	<i>I</i>	3960	0.77
<i>CFHT</i>	<i>Cfht12K</i>	52018.50	<i>I</i>	3300	0.67
<i>CFHT</i>	<i>Cfht12K</i>	52019.40	<i>I</i>	3300	0.54
<i>VLT</i>	<i>VltFors1</i>	52028.00	<i>I</i>	1199	0.54
<i>CFHT</i>	<i>Cfht12K</i>	52377.48 [†]	<i>I</i>	7200	0.51
<i>CFHT</i>	<i>Cfht12K</i>	52382.49 [†]	<i>I</i>	1800	0.66
<i>CFHT</i>	<i>Cfht12K</i>	52385.48 [†]	<i>I</i>	3000	0.81
<i>CFHT</i>	<i>Cfht12K</i>	52387.34 [†]	<i>I</i>	1800	0.74
<i>VLT</i>	<i>VltFors1</i>	52028.00	<i>R</i>	959	0.58
<i>CFHT</i>	<i>Cfht12K</i>	52350.53 [†]	<i>R</i>	1200	0.85
<i>CFHT</i>	<i>Cfht12K</i>	52353.49 [†]	<i>R</i>	1200	0.84
<i>CFHT</i>	<i>Cfht12K</i>	52377.52 [†]	<i>R</i>	2400	0.54
<i>CFHT</i>	<i>Cfht12K</i>	52382.51 [†]	<i>R</i>	600	0.75
<i>CFHT</i>	<i>Cfht12K</i>	52387.35 [†]	<i>R</i>	600	0.74
<i>CFHT</i>	<i>Cfht12K</i>	52413.29 [†]	<i>R</i>	600	0.85
<i>CFHT</i>	<i>Cfht12K</i>	52416.28 [†]	<i>R</i>	600	0.73

TAB. B.17 – Récapitulatif des observations de 2001gq.

^a Date julienne −2 400 000^b en seconde^c FWHM en arc secondes[†] Images de référence sans la supernova.

<i>Instrument</i>	<i>Date d'observation</i> ^a	<i>filtre</i> ^b	<i>Exposition</i> ^c
<i>HstWfpc2</i>	52039.37	<i>F814W</i>	2400
<i>HstWfpc2</i>	52047.60	<i>F814W</i>	2400
<i>HstWfpc2</i>	52053.62	<i>F814W</i>	2400
<i>HstWfpc2</i>	52066.53	<i>F814W</i>	4800
<i>HstWfpc2</i>	52039.31	<i>F675W</i>	2300
<i>HstWfpc2</i>	52047.54	<i>F675W</i>	2300
<i>HstWfpc2</i>	52053.56	<i>F675W</i>	2300
<i>HstWfpc2</i>	52066.40	<i>F675W</i>	4700

TAB. B.18 – Récapitulatif des observations avec le télescope spatial Hubble de 2001gq.

^a Date julienne −2 400 000^b Le nom correspond à la longueur d'onde moyenne du filtre en nm.^c en seconde[†] Images de référence sans la supernova.

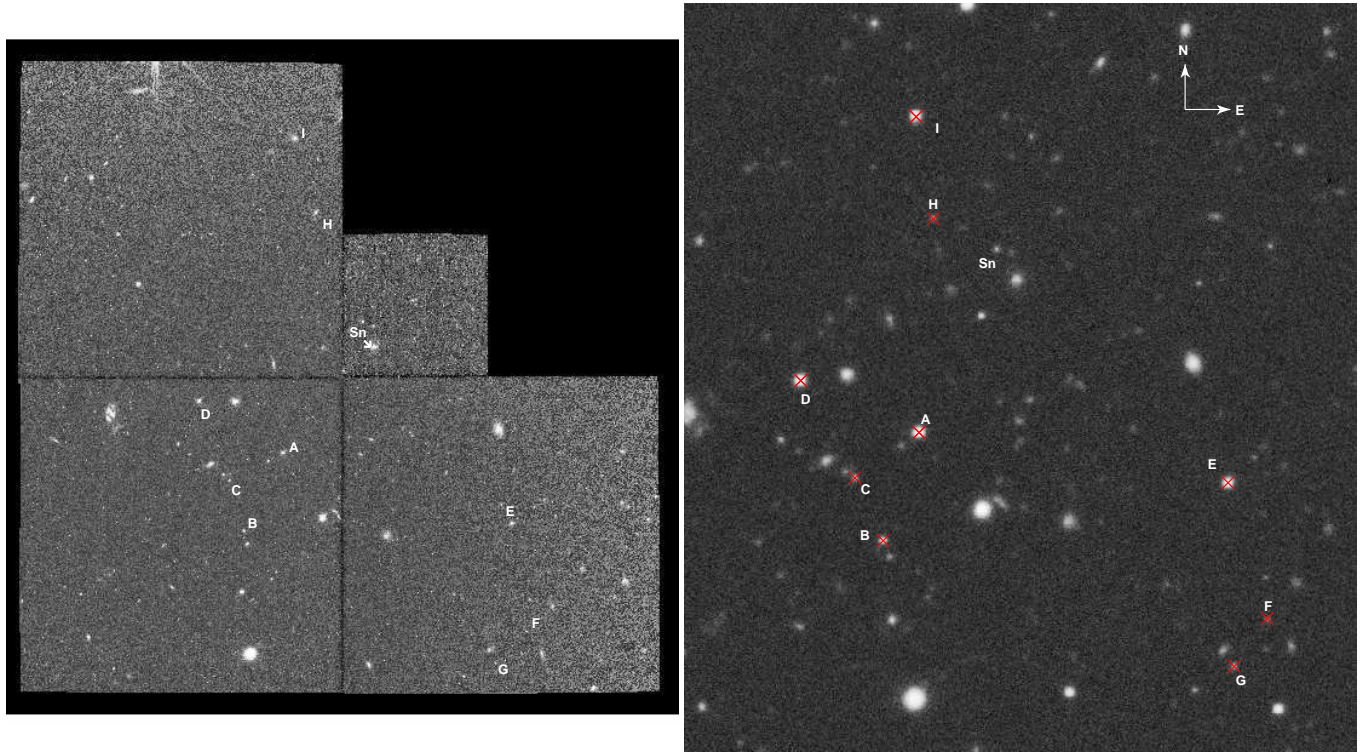


FIG. B.14 – Supernova 2001gq dans la bande R observée par le télescope Hubble à gauche et par le CFHT à droite, les magnitudes de quelques objets du champ sont présentées dans le tableau B.19.

<i>Etoiles</i>	<i>I</i>	<i>R</i>
<i>A</i>	20.13 ± 0.03	20.13 ± 0.03
<i>B</i>	20.14 ± 0.05	20.14 ± 0.05
<i>C</i>	20.84 ± 0.05	20.84 ± 0.05
<i>D</i>	19.18 ± 0.02	19.18 ± 0.02
<i>E</i>	19.07 ± 0.04	19.07 ± 0.04
<i>F</i>	20.85 ± 0.08	20.85 ± 0.08
<i>G</i>	21.93 ± 0.03	21.93 ± 0.03
<i>H</i>	21.26 ± 0.06	21.26 ± 0.06
<i>I</i>	20.00 ± 0.02	20.00 ± 0.02

TAB. B.19 – Magnitudes de quelques étoiles du champ de 2001gq.

$Phase^{\dagger}$	R^{\ddagger}
$52039.31(0.01)$	$23.37(0.02)$
$52047.54(0.01)$	$23.68(0.03)$
$52053.56(0.01)$	$24.10(0.04)$
$52066.40(0.01)$	$24.95(0.05)$

TAB. B.20 – Courbe de lumière de 2001gq dans la bande R. Les points sont tous mesurés avec le HST.

† Jour Julien réduit

‡ Magnitude standard dans le filtre R

$Phase^{\dagger}$	I^{\ddagger}
$51998.50(0.01)$	$28.78(3.80)^a$
$52015.50(0.01)$	$23.43(0.04)^a$
$52017.40(0.01)$	$23.35(0.07)^a$
$52018.50(0.01)$	$23.42(0.09)^a$
$52019.40(0.01)$	$23.10(0.03)^a$
$52028.00(0.01)$	$22.75(0.03)^b$
$52039.37(0.01)$	$22.75(0.02)^c$
$52047.60(0.01)$	$23.06(0.03)^c$
$52053.62(0.01)$	$23.34(0.03)^c$
$52066.53(0.01)$	$23.89(0.04)^c$

TAB. B.21 – Courbe de lumière de 2001gq dans la bande I

† Jour Julien réduit

‡ Magnitude standard dans le filtre I

a Observations au CTIO

b Observations au VLT

c Observations avec HST

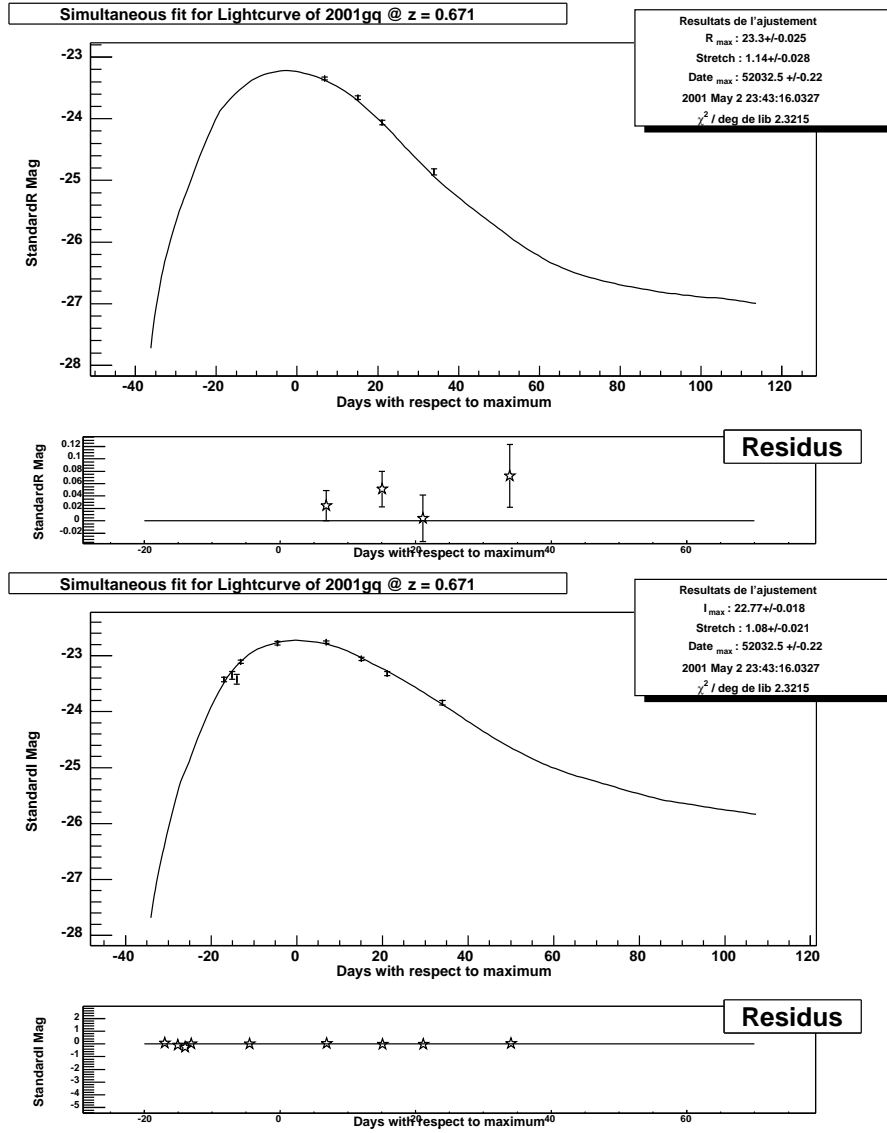


FIG. B.15 – Courbes de lumière de 2001gq en magnitudes standards dans les filtres R et I

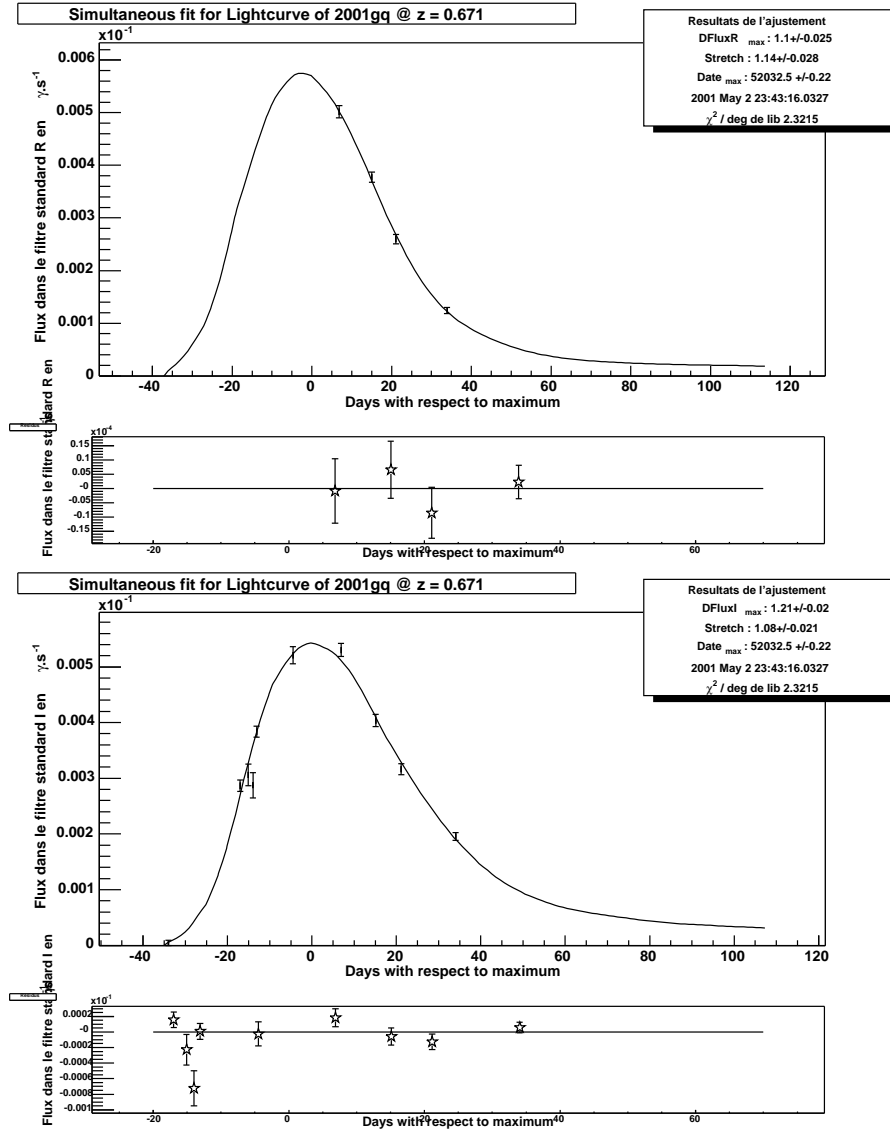


FIG. B.16 – Courbes de lumière de 2001gg en flux standards dans les filtres R et I

B.5 2001gy

Cette supernova a été découverte lors de la campagne SCP 2001 grâce à l'instrument MOSAICII du CTIO. Elle a été découverte le 18 avril, puis confirmée le 20 avril.

Son identification spectrale et la mesure de son décalage vers le rouge (0.511) ont été obtenues grâce à l'instrument FORS1 du VLT (figure B.17).

Cette supernova a été découverte avant son maximum de luminosité et a bénéficié de 4 points de suivi spatial en R et en I, ainsi que de trois points en R et d'un point en I obtenus avec les instruments du WHT³, FORS1 du VLT et SUSI2 du NTT (tableau B.22 & B.23).

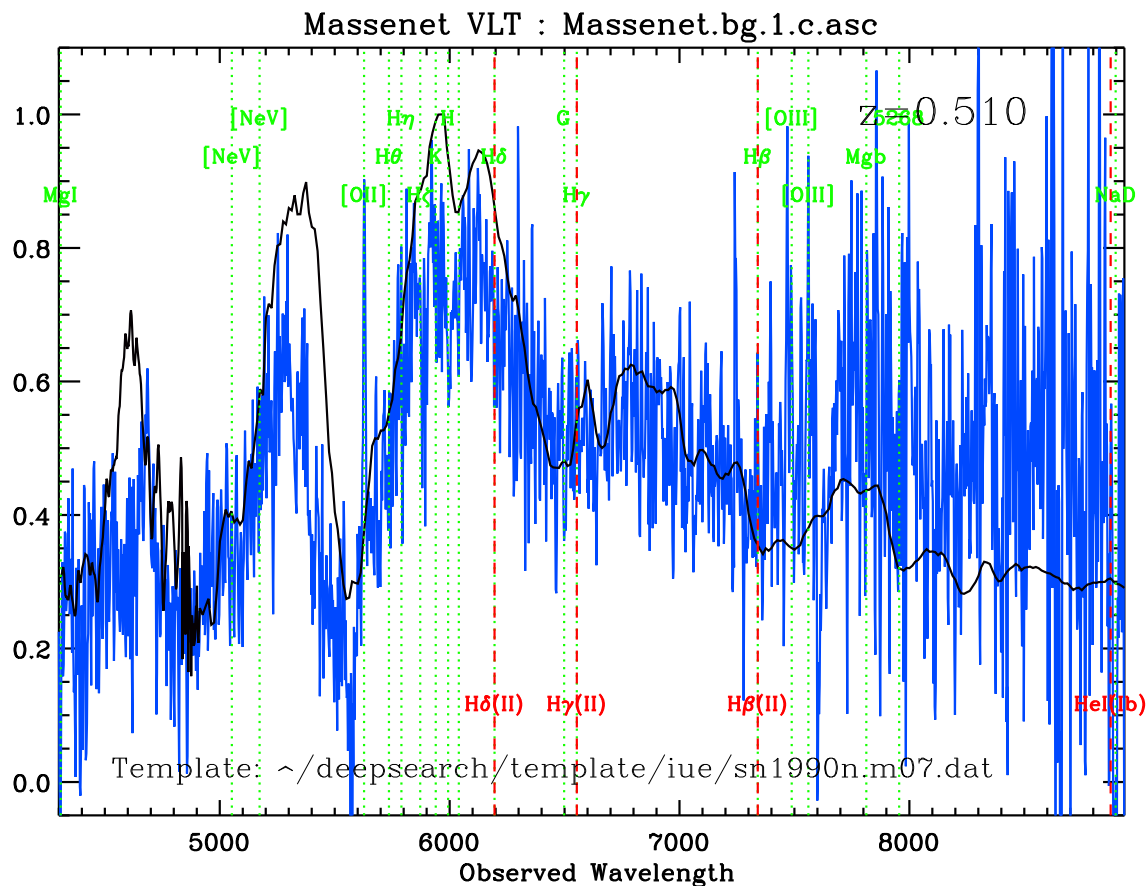


FIG. B.17 – En bleu, le spectre de 2001gy. Ce spectre a été obtenu du télescope VLT et l'instrument FORS1 le 21 avril. Le temps d'exposition est de 2400 secondes. Le décalage vers le rouge a été obtenu en mesurant sur les raies de la galaxie hôte. En noir, le spectre de la supernova proche 1990N observée 7 jours avant le maximum. A noter, le spectre de 2001gy a été lissé en utilisant un filtre médian de 5 \AA .

³William Herschel Telescope

<i>Télescope</i>	<i>Instrument</i>	<i>Date d'observation</i> ^a	<i>filtre</i>	<i>Exposition</i> ^b	<i>seeing</i> ^c
<i>CTIO</i>	<i>CtioMosaic2</i>	<i>51997.19</i>	<i>I</i>	<i>6300</i>	<i>0.86</i>
<i>CTIO</i>	<i>CtioMosaic2</i>	<i>51998.18</i>	<i>I</i>	<i>7200</i>	<i>1.02</i>
<i>CTIO</i>	<i>CtioMosaic2</i>	<i>52018.20</i>	<i>I</i>	<i>17100</i>	<i>1.13</i>
<i>CTIO</i>	<i>CtioMosaic2</i>	<i>52020.15</i>	<i>I</i>	<i>7200</i>	<i>1.01</i>
<i>NTT</i>	<i>NttSusi</i>	<i>52026.31</i>	<i>I</i>	<i>1800</i>	<i>0.84</i>
<i>CTIO</i>	<i>CtioMosaic2</i>	<i>52382.16</i> [†]	<i>I</i>	<i>7200</i>	<i>1.08</i>
<i>CTIO</i>	<i>CtioMosaic2</i>	<i>52403.15</i> [†]	<i>I</i>	<i>7200</i>	<i>1.21</i>
<i>CTIO</i>	<i>CtioMosaic2</i>	<i>52405.22</i> [†]	<i>I</i>	<i>4500</i>	<i>0.90</i>
<i>NTT</i>	<i>NttSusi</i>	<i>52026.28</i>	<i>R</i>	<i>2400</i>	<i>0.63</i>
<i>WHT</i>	<i>WhtWfc</i>	<i>52080.00</i>	<i>R</i>	<i>5400</i>	<i>0.71</i>
<i>VLT</i>	<i>VltFors1</i>	<i>52374.00</i> [†]	<i>R</i>	<i>2000</i>	<i>0.42</i>

TAB. B.22 – Récapitulatif des observations de 2001gy.

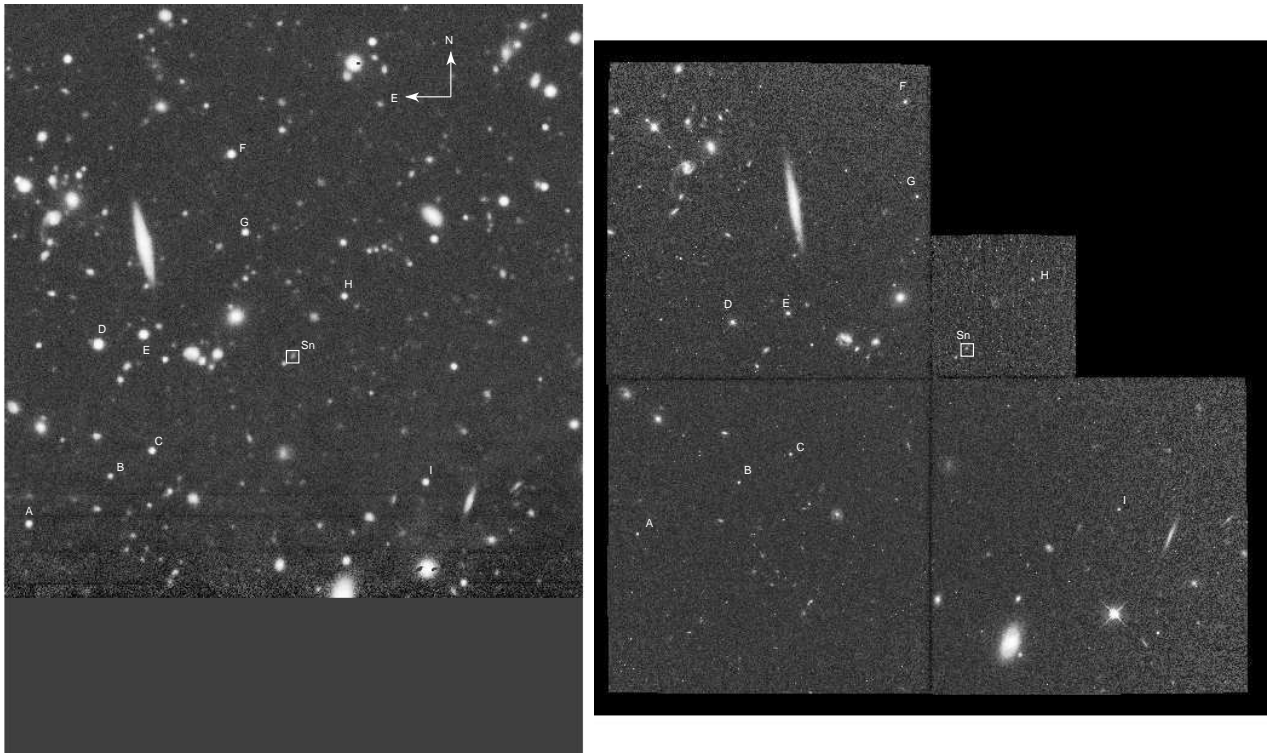
^a Date julienne $-2\,400\,000$ ^b en seconde^c FWHM en arc secondes[†] Images de référence sans la supernova.

FIG. B.18 – Supernova 2001gy dans la bande I observée par le télescope Hubble à droite et par le CTIO à gauche, les magnitudes de quelques objets du champ sont présentées dans le tableau B.24.

<i>Instrument</i>	<i>Date d'observation</i> ^a	<i>filtre</i> ^b	<i>Exposition</i> ^c
<i>HstWfpc2</i>	<i>52047.33</i>	<i>F814W</i>	<i>2400</i>
<i>HstWfpc2</i>	<i>52053.49</i>	<i>F814W</i>	<i>2400</i>
<i>HstWfpc2</i>	<i>52065.59</i>	<i>F814W</i>	<i>4800</i>
<i>HstACS</i>	<i>52478.67</i> [†]	<i>F814W</i>	<i>2200</i>
<i>HstWfpc2</i>	<i>52047.27</i>	<i>F675W</i>	<i>2300</i>
<i>HstWfpc2</i>	<i>52053.42</i>	<i>F675W</i>	<i>2300</i>
<i>HstWfpc2</i>	<i>52065.46</i>	<i>F675W</i>	<i>4700</i>
<i>HstACS</i>	<i>52765.76</i> [†]	<i>F625W</i>	<i>2100</i>

TAB. B.23 – Récapitulatif des observations avec le télescope spatial Hubble de 2001gy.

^a Date julienne – 2 400 000

^b Le nom correspond à la longueur d'onde moyenne du filtre en nm.

^c en seconde

<i>Etoiles</i>	<i>I</i>	<i>R</i>
<i>A</i>	<i>21.81 ± 0.06</i>	–
<i>B</i>	<i>22.68 ± 0.09</i>	–
<i>C</i>	<i>21.52 ± 0.03</i>	–
<i>D</i>	<i>19.50 ± 0.02</i>	–
<i>E</i>	<i>20.04 ± 0.03</i>	–
<i>F</i>	<i>20.70 ± 0.04</i>	–
<i>G</i>	<i>21.75 ± 0.05</i>	–
<i>H</i>	<i>21.81 ± 0.05</i>	–
<i>I</i>	<i>21.93 ± 0.04</i>	–

TAB. B.24 – Magnitudes de quelques étoiles du champ de 2001gy.

<i>Phase</i> [†]	<i>R</i> [‡]
<i>52047.26(0.01)</i>	<i>23.02(0.02)</i>
<i>52053.42(0.01)</i>	<i>23.38(0.02)</i>
<i>52065.46(0.01)</i>	<i>24.26(0.02)</i>

TAB. B.25 – Courbe de lumière de 2001gy dans la bande R. Les points sont tous mesurés avec le HST.

[†] Jour Julien réduit

[‡] Magnitude standard dans le filtre R

$Phase^{\dagger}$	I^{\ddagger}
$52020.10(0.01)$	$23.04(0.04)^a$
$52018.20(0.01)$	$23.31(0.03)^a$
$52026.30(0.01)$	$22.61(0.12)^b$
$52047.33(0.01)$	$22.64(0.02)^c$
$52053.48(0.01)$	$22.91(0.02)^c$
$52065.59(0.01)$	$23.46(0.02)^c$

TAB. B.26 – Courbe de lumière de 2001gy dans la bande I

† Jour Julien réduit

‡ Magnitude standard dans le filtre I

a Observations au CTIO

b Observations au NTT

c Observations avec HST

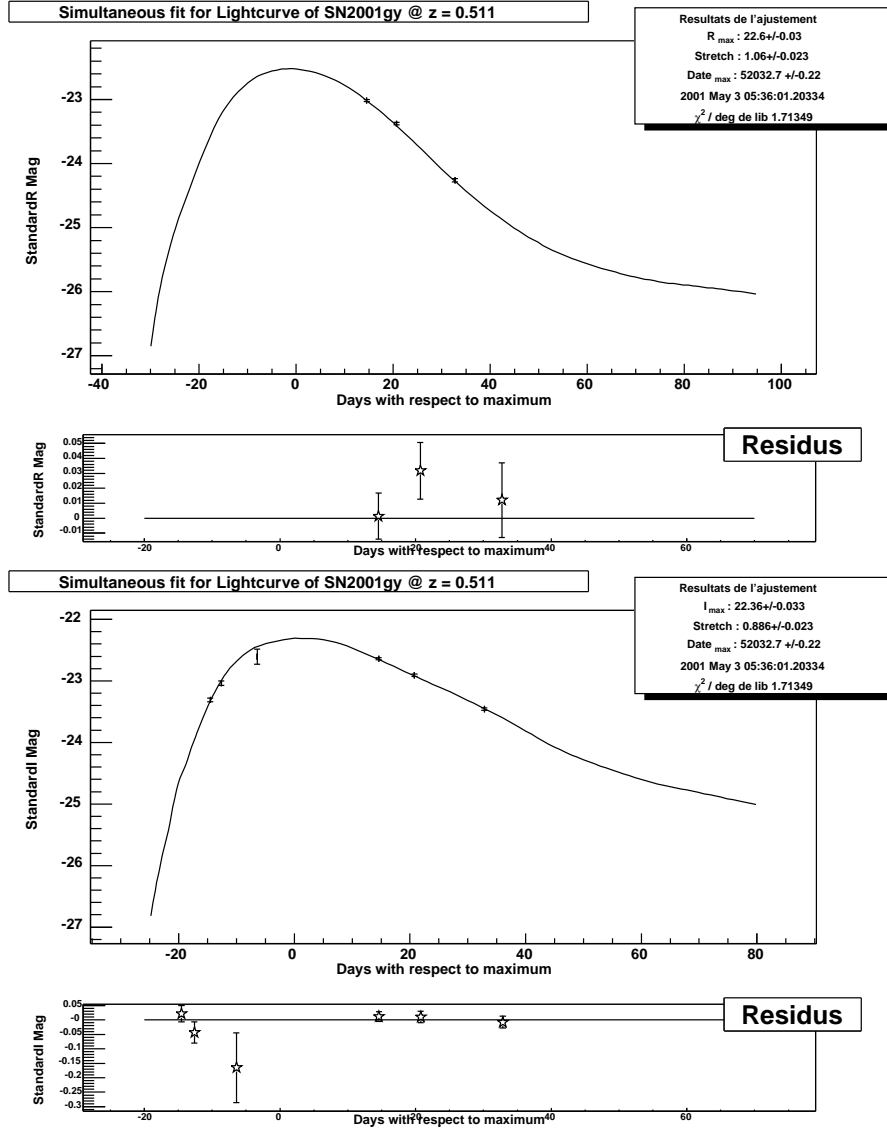


FIG. B.19 – Courbes de lumière de 2001gy en magnitudes standards dans les filtres R et I

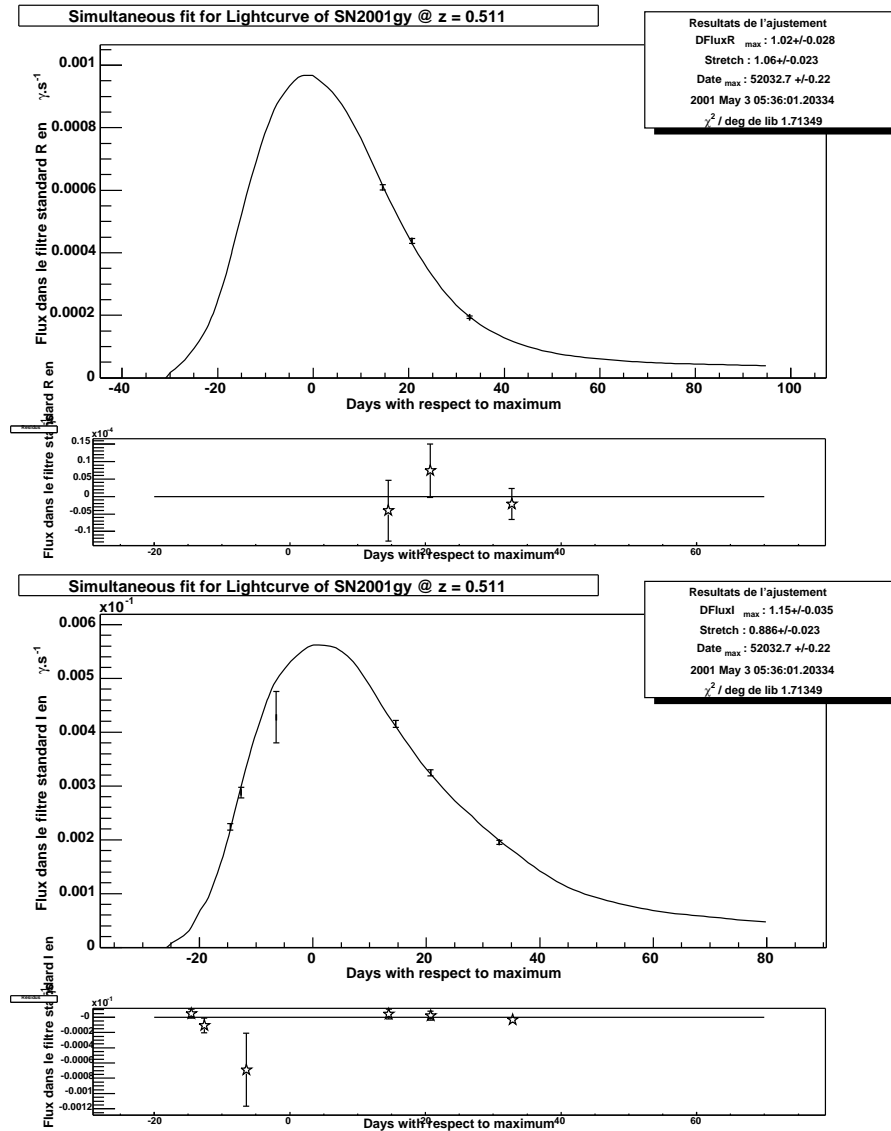


FIG. B.20 – Courbes de lumière de 2001gy en flux standards dans les filtres R et I

B.6 2001hb

Cette supernova a été découverte lors de la campagne SCP 2001 grâce à l'instrument MOSAICII du CTIO. Elle a été découverte le 18 avril, puis confirmée le 20 avril.

Son identification spectrale et la mesure de son décalage vers le rouge (1.05) ont été obtenues grâce à l'instrument ESI du KECK (figure B.21).

Cette supernova a été découverte avant son maximum de luminosité et a bénéficié de 4 points de suivi spatial en I et de 1 point en Z, ainsi que de 2 points en I FORS1 du VLT (tableau B.27 & B.28).

<i>Télescope</i>	<i>Instrument</i>	<i>Date d'observation^a</i>	<i>filtre</i>	<i>Exposition^b</i>	<i>seeing^c</i>
<i>CTIO</i>	<i>CtioMosaic2</i>	<i>51997.19</i>	<i>I</i>	<i>5400</i>	<i>0.79</i>
<i>CTIO</i>	<i>CtioMosaic2</i>	<i>51998.17</i>	<i>I</i>	<i>7200</i>	<i>0.98</i>
<i>CTIO</i>	<i>CtioMosaic2</i>	<i>52018.21</i>	<i>I</i>	<i>18900</i>	<i>1.11</i>
<i>CTIO</i>	<i>CtioMosaic2</i>	<i>52020.15</i>	<i>I</i>	<i>7200</i>	<i>0.97</i>
<i>Vlt</i>	<i>VltFors1</i>	<i>52086.00</i>	<i>I</i>	<i>1599</i>	<i>0.85</i>
<i>Vlt</i>	<i>VltFors1</i>	<i>52087.00</i>	<i>I</i>	<i>2399</i>	<i>0.80</i>
<i>CTIO</i>	<i>CtioMosaic2</i>	<i>52382.16[†]</i>	<i>I</i>	<i>6300</i>	<i>1.04</i>
<i>CTIO</i>	<i>CtioMosaic2</i>	<i>52405.22[†]</i>	<i>I</i>	<i>4500</i>	<i>0.86</i>

TAB. B.27 – Récapitulatif des observations de 2001hb.

^a *Date julienne −2 400 000*

^b *en seconde*

^c *FWHM en arc secondes*

[†] *Images de référence sans la supernova.*

<i>Instrument</i>	<i>Date d'observation^a</i>	<i>filtre^b</i>	<i>Exposition^c</i>
<i>HstWfpc2</i>	<i>52040.65</i>	<i>F814W</i>	<i>4700</i>
<i>HstWfpc2</i>	<i>52051.48</i>	<i>F814W</i>	<i>4700</i>
<i>HstWfpc2</i>	<i>52064.73</i>	<i>F814W</i>	<i>7100</i>
<i>HstWfpc2</i>	<i>52078.57</i>	<i>F814W</i>	<i>7200</i>
<i>HstWfpc2</i>	<i>52036.56</i>	<i>F850LP</i>	<i>7100</i>

TAB. B.28 – Récapitulatif des observations avec le télescope spatial Hubble de 2001hb.

^a *Date julienne −2 400 000*

^b *Le nom correspond à la longueur d'onde moyenne du filtre en nm.*

^c *en seconde*

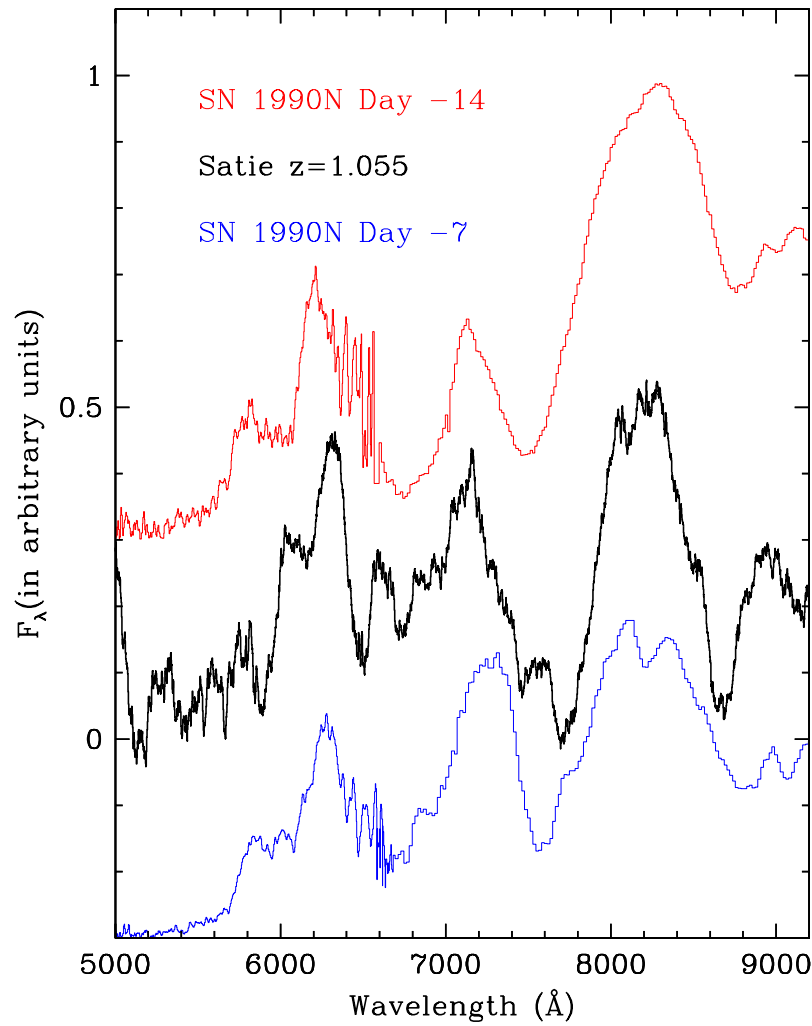


FIG. B.21 – Spectre de 2001hb. Ce spectre a été observé par le télescope Keck à l'aide de l'instrument du spectrographe échelle ESI le 25 avril 2001. Le temps d'exposition est de 7100 secondes. A noter, le spectre a été lissé pour faire ressortir les raies caractéristiques de la supernova (les raies larges) au détriment de possible raies fines de la galaxie hôte.

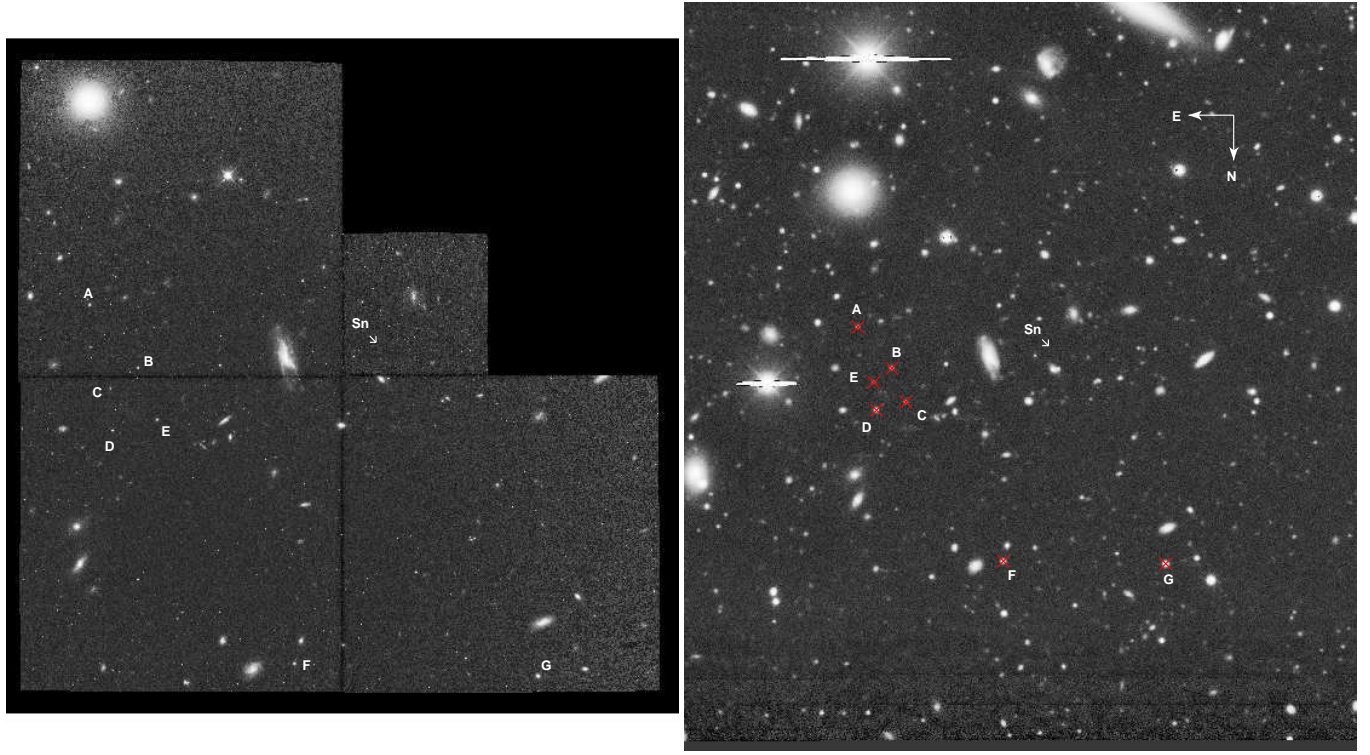


FIG. B.22 – Supernova 2001hb dans la bande I observée par le télescope Hubble à gauche et par le CTIO à droite, les magnitudes de quelques objets du champ sont présentées dans le tableau B.29.

<i>Etoiles</i>	<i>I</i>	<i>R</i>
<i>A</i>	22.34 ± 0.07	–
<i>B</i>	22.36 ± 0.05	–
<i>C</i>	22.60 ± 0.04	–
<i>D</i>	21.11 ± 0.05	–
<i>E</i>	23.26 ± 0.08	–
<i>G</i>	19.60 ± 0.04	–
<i>I</i>	20.63 ± 0.03	–

TAB. B.29 – Magnitudes de quelques étoiles du champ de 2001hb.

$Phase^{\dagger}$	I^{\ddagger}
$52018.20(0.01)$	$24.32(0.11)^a$
$52020.10(0.01)$	$24.16(0.12)^a$
$52040.65(0.01)$	$23.69(0.04)^b$
$52040.65(0.01)$	$23.69(0.04)^b$
$52051.49(0.01)$	$23.95(0.05)^b$
$52064.73(0.01)$	$24.42(0.06)^b$
$52078.58(0.01)$	$25.25(0.13)^b$
$52086.00(0.01)$	$27.01(1.49)^c$
$52087.00(0.01)$	$25.18(0.29)^c$

TAB. B.30 – Courbe de lumière de 2001hb dans la bande I

† Jour Julien réduit

‡ Magnitude standard dans le filtre I

a Observations au CTIO

b Observations avec HST

c Observations au VLT

$Phase^{\dagger}$	Z^{\ddagger}
$52036.57(0.01)$	$23.44(0.11)$

TAB. B.31 – Courbe de lumière de 2001hb dans la bande Z. Les points sont tous mesurés avec le HST.

† Jour Julien réduit

‡ Magnitude standard dans le filtre Z

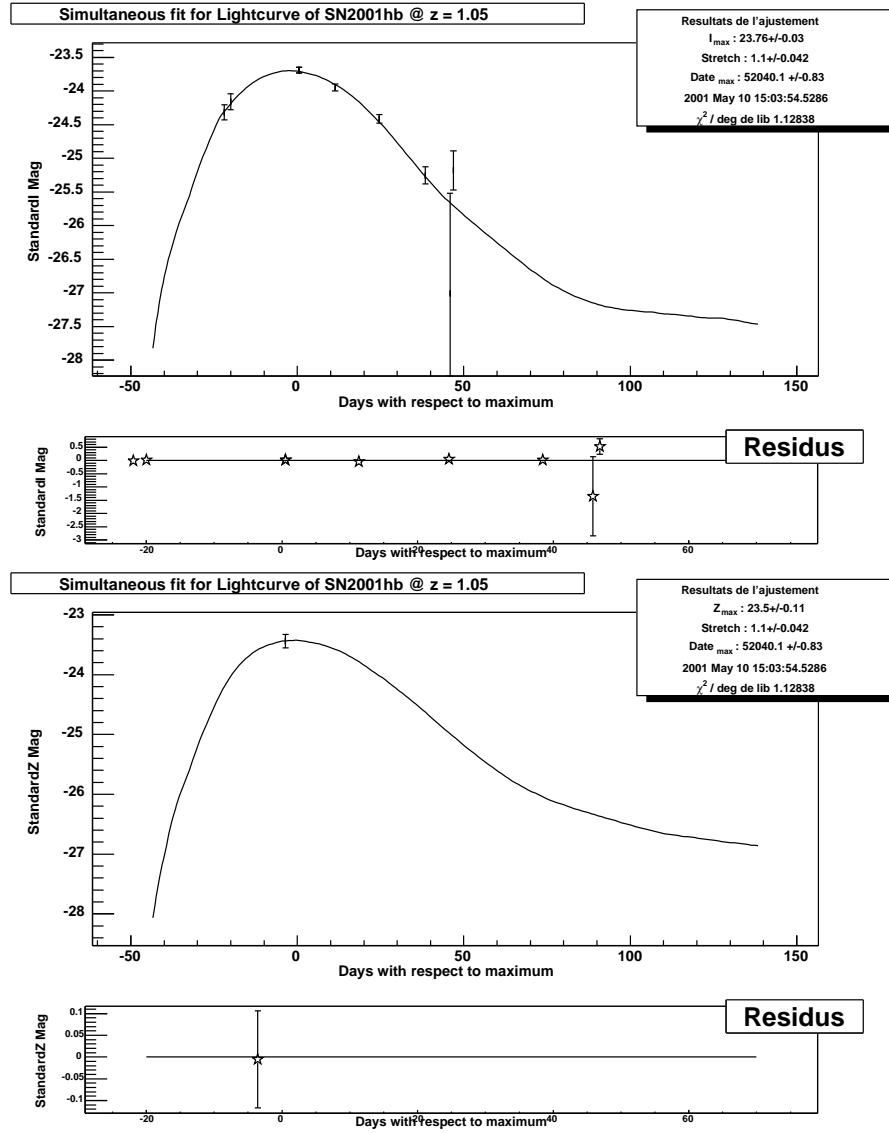


FIG. B.23 – Courbes de lumière de 2001hb en magnitudes standards dans les filtres R et I

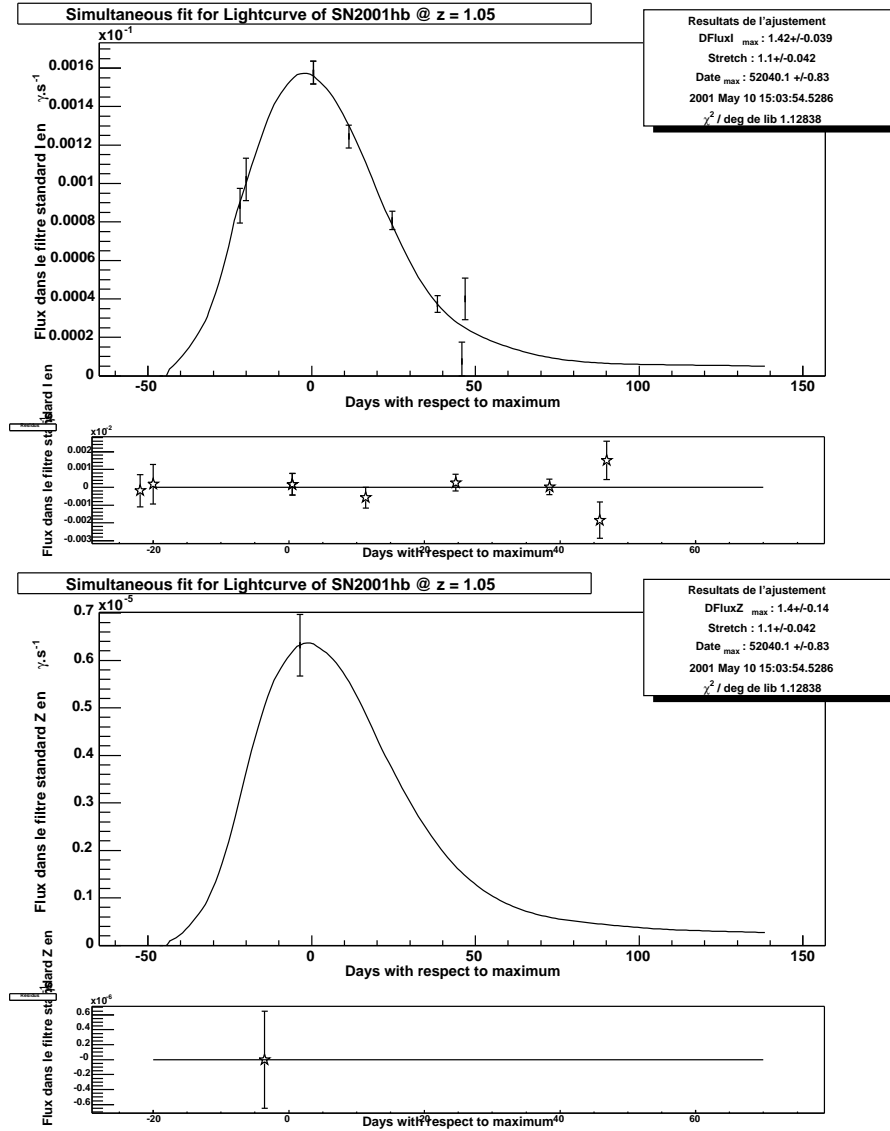


FIG. B.24 – Courbes de lumière de 2001hb en flux standards dans les filtres R et I

Annexe C

Supernovae proches

C.1 Les fiches d'identités des supernovæ

Cette annexe présente les caractéristiques des supernovæ proches utilisées lors de cette analyse. Elles sont pour la plupart issues des trois lots issus du Calan-Tololo Supernova Survey (Hamuy et al. (1996b)) et des deux recherches du CfA entre 1993 et 1998 (Riess et al. (1999)) et entre 1997 et 2000 Jha (2002).

Le tableau C.1 donne les principales caractéristiques observationnelles de ces supernovæ :

- leur nom et celui de leur galaxie hôte
- leur position sur le ciel
- le nombre d'observations par filtre
- leur décalage vers le rouge observé , celui corrigé pour notre mouvement par rapport au CMB (cette valeur a été déterminée en utilisant le serveur astronomique NED¹).
- La valeur de l'excès de couleur Galactique ($E(B - V)$) calculée à partir des cartes de poussières déterminées par Schlegel et al. (1998).

C.2 L'ajustement des courbes de lumière

Le tableau C.2 donne quant à lui le résultat de l'ajustement d'un lot d'une cinquantaine de ces supernovæ sélectionnées pour entrer dans l'analyse (voir chapitre 10).

Sont donnés :

- Le nom de la supernova.
- Les magnitudes au maximum corrigées pour l'absorption Galactique et la correction K en U, B et V.
- Le facteur d'étirement donné dans notre définition (voir chapitre 9)
- Une estimation de la correction K dans chaque bande.
- Une estimation de l'absorption Galactique dans chaque filtre.
- Le χ^2 par degré de liberté pour les ajustements des courbes de lumière.

¹<http://nedwww.ipac.caltech.edu/>

Sn	Galaxie	RA [†]	DEC [†]	U [†]	B [†]	V [†]	R [†]	I [†]	Première obs [⊙]	z_{helio}^{\dagger}	z_{cmb}^{\dagger}	$E(B - V)^{\dagger}$
1981B ^d	NGC4536	12 : 34 : 29.566	+02 : 11 : 59.27	22	52	57	0	57	-10.07	0.006	0.007	0.018
1983G ^d	NGC4753	12 : 52 : 21	-01 : 12 : 12	0	10	6	0	6	-3.97	0.004	0.006	0.034
1986G ^e	NGC5128	13 : 25 : 36.457	-43 : 01 : 53.65	0	7	32	1	32	-7.60	0.002	0.003	0.115
1989B ^e	NGC3627	11 : 20 : 13.932	+13 : 00 : 18.89	32	39	40	40	40	-4.08	0.002	0.004	0.032
1990N ^e	NGC4639	12 : 42 : 56.682	+13 : 15 : 23.38	13	34	37	37	37	-12.45	0.003	0.004	0.026
1990O ^a	MCJ+03-44-003	17 : 15 : 36.16	+16 : 19 : 19.3	0	11	11	10	11	-0.03	0.031	0.031	0.093
1990T ^a	SGC1955.1-5624	19 : 50 : 02.293	-56 : 15 : 30.06	0	18	19	19	19	14.54	0.040	0.040	0.053
1990Y ^a	FCCB1147	03 : 37 : 22.625	-33 : 02 : 33.07	0	16	14	10	14	16.90	0.039	0.039	0.008
1990af	TB932131.14-6257.7	21 : 34 : 59.405	-62 : 44 : 13.53	0	22	25	0	25	-3.93	0.050	0.050	0.035
1991S ^a	UGC05691	10 : 29 : 27.66	+22 : 00 : 43.4	0	19	17	14	17	12.18	0.055	0.056	0.026
1991T ^e	NGC4527	12 : 34 : 10.202	+02 : 39 : 56.37	14	35	41	34	41	-11.84	0.006	0.007	0.022
1991U ^a	IC4232	13 : 23 : 22	-26 : 6 : 30	0	11	14	15	14	11.02	0.031	0.032	0.062
1991ag ^a	IC4919	20 : 00 : 08.608	-55 : 22 : 03.15	0	29	32	15	32	9.54	0.014	0.014	0.062
1991bg ^e	NGC4374	12 : 25 : 03.698	+12 : 52 : 15.64	0	42	60	42	60	-3.78	0.004	0.004	0.041
1992A ^e	NGC1380	03 : 36 : 27.414	-34 : 57 : 31.39	23	42	45	41	45	-7.47	0.006	0.006	0.018
1992J ^a	M92b100643-2624.0	10 : 09 : 00.068	-26 : 38 : 31.72	0	10	12	0	12	14.10	0.045	0.046	0.057
1992K ^a	ESO269-G057	13 : 10 : 04.392	-46 : 26 : 23.88	0	15	21	0	21	19.69	0.010	0.011	0.101
1992P ^a	IC3690	12 : 42 : 48.927	+10 : 21 : 36.25	0	12	12	0	12	1.50	0.025	0.026	0.021
1992ac ^a	WM92212426.8-614612	21 : 28 : 17.942	-61 : 33 : 01.37	0	14	16	0	16	1.61	0.075	0.075	0.036
1992ag ^a	ESO508-G067	13 : 24 : 09.854	-23 : 52 : 43.69	0	17	18	0	18	-0.55	0.026	0.027	0.097
1992al ^a	ESO234-G069	20 : 45 : 56.492	-51 : 23 : 39.86	0	23	24	20	24	-6.01	0.014	0.014	0.034
1992aq ^a	HM92230149-3736.8	23 : 04 : 35.342	-37 : 20 : 43.14	0	17	14	0	14	2.09	0.101	0.100	0.012
1992au ^a	HM92a00808-5013.6	00 : 10 : 40.479	-49 : 56 : 45.31	0	8	9	0	9	10.47	0.061	0.060	0.017
1992bc ^a	ESO300-G009	03 : 05 : 16.052	-39 : 33 : 34.55	0	42	40	38	40	-11.69	0.020	0.020	0.022
1992bg ^a	MH92d074119.0-622406	07 : 41 : 56.552	-62 : 31 : 10.04	0	18	17	0	17	4.39	0.036	0.036	0.185
1992bh ^a	MH92e045840.0-585410	04 : 59 : 27.076	-58 : 49 : 49.44	0	14	14	0	14	-0.11	0.045	0.045	0.022
1992bk ^a	ESO156-G008NED01	03 : 43 : 02.086	-53 : 37 : 07.44	0	11	11	0	11	9.40	0.058	0.057	0.015
1992bl ^a	ESO291-G011	23 : 15 : 13.087	-44 : 44 : 35.75	0	15	14	0	14	1.93	0.043	0.042	0.011
1992bo ^a	ESO352-G057	01 : 21 : 58.188	-34 : 12 : 43.19	0	19	22	17	22	-7.76	0.018	0.018	0.027
1992bp ^a	M92n033422.3-183104	03 : 36 : 37.656	-18 : 21 : 15.00	0	22	21	0	21	-2.19	0.079	0.079	0.069
1992br ^a	MH93014355.4-562057	01 : 45 : 45.32	-56 : 06 : 04.5	0	10	11	0	11	1.46	0.088	0.088	0.026
1992bs ^a	FCCB0602	03 : 29 : 29.97	-37 : 16 : 18.6	0	17	18	0	18	1.65	0.063	0.063	0.011
1993B ^a	MH93a103235.1-341103	10 : 34 : 52.18	-34 : 26 : 30.2	0	14	14	0	14	3.84	0.069	0.070	0.079
1993H ^a	ESO445-G066	13 : 52 : 50.2	-30 : 42 : 28	0	25	23	21	23	-0.45	0.024	0.025	0.060
1993O ^a	HM93132819-3257.6	13 : 31 : 08.37	-33 : 12 : 54.6	0	31	29	0	29	-6.92	0.052	0.053	0.053
1993ac ^b	CGCG307-023	05 : 46 : 23.58	+63 : 22 : 07.0	0	5	6	6	6	2.33	0.049	0.049	0.163
1993ac ^b	UGC01071	01 : 29 : 48.911	-01 : 58 : 37.10	0	14	14	12	14	12.11	0.019	0.018	0.038
1993ag ^a	HM93a100125-3513.1	10 : 03 : 34.5	-35 : 27 : 45	0	18	18	0	18	-2.43	0.071	0.050	0.112
1993ah ^a	ESO471-G027	23 : 51 : 50.2	-27 : 57 : 42	0	7	7	0	7	9.73	0.029	0.028	0.020
1994D ^e	NGC4526	12 : 34 : 02.3950	+07 : 42 : 05.700	18	36	36	36	36	-11.72	0.001	0.003	0.022
1994M ^b	NGC4493	12 : 31 : 08.607	+00 : 36 : 19.65	0	13	18	14	18	0.84	0.023	0.024	0.023
1994Q ^b	CGCG224-104	16 : 49 : 51.126	+40 : 25 : 55.78	0	9	13	10	13	8.63	0.030	0.030	0.017
1994S ^b	NGC4495	12 : 31 : 21.850	+29 : 08 : 03.97	0	8	12	8	12	-5.25	0.015	0.016	0.021
1994T ^b	CGCG016-058	13 : 21 : 30.732	-02 : 08 : 56.48	0	7	11	9	11	4.08	0.035	0.036	0.029
1994ac ^b	NGC3370	10 : 47 : 01.941	+17 : 16 : 30.79	0	29	29	27	29	-13.03	0.004	0.005	0.030
1995D ^b	NGC2962	09 : 40 : 54.753	+05 : 08 : 26.16	0	34	35	33	35	-7.04	0.007	0.008	0.058
1995E ^b	NGC2441	07 : 51 : 56.750	+73 : 00 : 34.60	0	17	21	19	21	-2.70	0.012	0.012	0.027

1995ac ^b	P95cJ224541-0845.2	22 : 45 : 34.140	-08 : 45 : 04.70	0	22	22	21	22	-5.44	0.050	0.049	0.042
1995ak ^b	IC1844	02 : 45 : 48.830	+03 : 13 : 50.10	0	15	16	16	16	2.84	0.023	0.022	0.038
1995al ^b	NGC3021	09 : 50 : 55.970	+33 : 33 : 09.40	0	23	23	23	23	-5.00	0.005	0.006	0.014
1995bd ^b	UGC03151	04 : 45 : 21.240	+11 : 04 : 02.50	0	20	20	19	20	-9.16	0.015	0.014	0.498
1996C ^b	MCG+08-25-047	13 : 50 : 59.08	+49 : 20 : 37.0	0	15	16	15	16	0.47	0.027	0.028	0.013
1996X ^b	NGC5061	13 : 18 : 01.130	-26 : 50 : 45.30	0	18	18	18	18	-4.05	0.009	0.008	0.069
1996Z ^b	NGC2935	09 : 36 : 44.820	-21 : 08 : 51.70	0	6	7	6	7	3.07	0.008	0.009	0.064
1996ab ^b	M96bJ152109.75+275508	15 : 21 : 08.350	+27 : 55 : 36.80	0	13	17	0	17	2.26	0.130	0.130	0.032
1996al ^b	NGC5005	13 : 10 : 58.130	+37 : 03 : 35.40	0	12	14	15	14	-1.48	0.003	0.004	0.014
1996bk ^b	NGC5308	13 : 46 : 57.980	+60 : 58 : 12.90	0	8	7	7	7	-0.33	0.007	0.007	0.018
1996bl ^b	P96J003618.17+112334.7	00 : 36 : 17.970	+11 : 23 : 40.50	0	12	12	12	12	-3.33	0.036	0.035	0.092
1996bo ^b	NGC0673	01 : 48 : 22.862	+11 : 31 : 15.13	0	13	13	13	13	-6.11	0.017	0.016	0.077
1996bv ^b	UGC03432	06 : 16 : 13.000	+57 : 03 : 08.90	0	6	5	6	5	3.83	0.017	0.017	0.105
1997E ^c	NGC2258	06 : 47 : 38.100	+74 : 29 : 51.00	11	13	13	13	13	-3.84	0.013	0.013	0.124
1997Y ^c	NGC4675	12 : 45 : 31.400	+54 : 44 : 17.00	6	7	7	7	7	2.71	0.016	0.017	0.017
1997bp ^c	NGC4680	12 : 46 : 53.750	-11 : 38 : 33.20	14	14	14	14	14	-2.74	0.008	0.009	0.044
1997bq ^c	NGC3147	10 : 17 : 05.330	+73 : 23 : 02.10	11	13	13	13	13	-10.77	0.009	0.010	0.024
1997br ^c	ESO576-G040	13 : 20 : 42.400	-22 : 02 : 12.30	12	12	12	12	12	-7.82	0.007	0.008	0.113
1997cn ^c	NGC3490	14 : 09 : 57.760	+17 : 32 : 32.30	12	11	12	14	12	18.83	0.016	0.017	0.027
1997cw ^c	NGC0105	00 : 25 : 17.270	+12 : 53 : 06.20	11	17	18	18	18	8.88	0.018	0.016	0.073
1997dq ^c	QQH97J234014.21+261211.8	23 : 40 : 14.21	+26 : 12 : 11.8	7	9	10	10	10	0.19	0.034	0.033	0.078
1997do ^c	UGC03845	07 : 26 : 42.500	+47 : 05 : 36.00	5	6	7	7	7	-6.93	0.010	0.010	0.063
1997dt ^c	NGC7448	23 : 00 : 02.930	+15 : 58 : 50.90	2	3	4	4	4	-8.79	0.007	0.006	0.057
1998D ^c	NGC5440	14 : 02 : 59.280	+34 : 44 : 54.30	3	6	6	5	6	20.22	0.012	0.013	0.015
1998V ^c	NGC6627	18 : 22 : 37.400	+15 : 42 : 07.70	10	13	13	13	13	1.33	0.018	0.017	0.196
1998ab ^c	NGC4704	12 : 48 : 47.240	+41 : 55 : 28.30	12	13	14	14	14	-7.81	0.027	0.028	0.017
1998bp ^c	NGC6495	17 : 54 : 50.740	+18 : 19 : 50.50	13	16	15	15	15	-1.72	0.010	0.010	0.076
1998bu ^c	NGC3368	10 : 46 : 46.030	+11 : 50 : 07.10	53	59	62	59	62	-8.63	0.003	0.004	0.025
1998co ^c	NGC7131	21 : 47 : 36.240	-13 : 10 : 52.30	4	6	6	4	6	1.81	0.018	0.017	0.043
1998de ^c	NGC0252	00 : 48 : 06.880	+27 : 37 : 28.50	3	32	43	41	43	-8.95	0.017	0.016	0.057
1998dh ^c	NGC7541	23 : 14 : 40.310	+04 : 32 : 14.10	9	9	9	8	9	-8.28	0.009	0.008	0.068
1998dk ^c	UGC00139	00 : 14 : 32.160	-00 : 44 : 10.90	6	6	6	6	6	15.47	0.013	0.012	0.044
1998dm ^c	MCG-01-04-044	01 : 26 : 13.970	-06 : 06 : 14.00	5	7	7	7	7	8.71	0.007	0.006	0.044
1998dx ^c	UGC11149	18 : 11 : 11.890	+49 : 51 : 40.70	4	5	5	5	5	2.14	0.050	0.054	0.041
1998ec ^c	UGC03576	06 : 53 : 06.110	+50 : 02 : 22.10	7	10	11	10	11	12.53	0.020	0.020	0.085
1998ef ^c	UGC00646	01 : 03 : 26.870	+32 : 14 : 12.40	6	8	8	8	8	-7.50	0.018	0.017	0.073
1998eg ^c	UGC12133	22 : 39 : 30.260	+08 : 36 : 21.30	4	5	5	5	5	-0.15	0.025	0.024	0.123
1998es ^c	NGC0632	01 : 37 : 17.600	+05 : 52 : 50.60	16	18	18	19	18	-7.87	0.011	0.010	0.032
1999X ^c	CGCG180-022	08 : 54 : 32.230	+36 : 30 : 41.10	6	6	6	6	6	10.81	0.025	0.026	0.032
1999aa ^c	NGC2595	08 : 27 : 42.030	+21 : 29 : 14.80	21	23	21	21	21	-10.24	0.014	0.015	0.040
1999ac ^c	NGC6063	16 : 07 : 15.010	+07 : 58 : 20.40	15	17	17	16	17	-4.03	0.009	0.010	0.046
1999by ^c	NGC2841	09 : 21 : 52.070	+51 : 00 : 06.60	21	22	22	22	22	-4.36	0.002	0.003	0.016
1999cc ^c	NGC6038	16 : 02 : 42.030	+37 : 21 : 34.40	7	8	8	7	8	-3.04	0.031	0.032	0.023
1999cl ^c	NGC	12 : 31 : 56.010	+14 : 25 : 35.30	8	7	9	8	9	-7.14	0.008	0.006	0.038
1999cw ^c	MCG-01-02-001	00 : 20 : 01.460	-06 : 20 : 03.60	7	7	7	7	7	20.25	0.012	0.011	0.036
1999dq ^c	NGC0976	02 : 33 : 59.68	+20 : 58 : 30.4	22	25	28	28	28	-9.50	0.014	0.014	0.110
1999ee ^c	IC5179	22 : 16 : 10.000	-36 : 50 : 39.70	93	117	125	118	125	-10.65	0.011	0.010	0.020
1999ef ^c	UGC00607	00 : 58 : 46.20	+12 : 44 : 45.0	4	7	7	6	7	5.89	0.039	0.038	0.087
1999ej ^c	NGC0495	01 : 22 : 57.38	+33 : 27 : 58.0	4	6	5	6	5	4.04	0.014	0.013	0.071

1999ek ^c	UGC03329	05 : 36 : 31.60	+16 : 38 : 17.8	2	5	7	6	7	4.61	0.018	0.018	0.561
1999gd ^c	NGC2623	08 : 38 : 24.61	+25 : 45 : 33.1	5	8	10	9	10	-0.51	0.018	0.019	0.041
1999gh ^c	NGC2986	09 : 44 : 19.750	-21 : 16 : 25.00	17	18	19	19	19	11.04	0.008	0.009	0.058
1999gp ^c	UGC01983	02 : 31 : 39.150	+39 : 22 : 52.30	12	12	12	12	11	-4.43	0.027	0.026	0.056
2000B ^c	NGC2320	07 : 05 : 40.730	+50 : 35 : 10.50	6	6	6	6	6	14.67	0.020	0.019	0.068
2000V ^e	LRSB120055.0-053033	12 : 03 : 28.640	-05 : 47 : 15.70	0	13	19	19	19	-7.68	0.001	0.001	0.022
2000ce ^c	UGC04195	08 : 05 : 09.450	+66 : 47 : 15.20	8	8	8	8	8	5.73	0.016	0.016	0.057
2000cf ^c	MCG+11-19-025	15 : 52 : 56.190	+65 : 56 : 12.70	7	9	11	11	11	2.22	0.036	0.036	0.032
2000cn ^c	UGC11064	17 : 57 : 40.420	+27 : 49 : 58.10	10	15	19	16	19	-7.93	0.023	0.023	0.057
2000cx ^c	NGC0524	01 : 24 : 46.150	+09 : 30 : 30.90	17	85	89	89	89	-9.46	0.008	0.007	0.082
2000dk ^c	NGC0382	01 : 07 : 23.520	+32 : 24 : 23.20	11	14	14	13	14	-5.13	0.017	0.016	0.070
2000fa ^c	UGC03770	07 : 15 : 29.880	+23 : 25 : 42.40	5	5	5	5	5	-11.49	0.021	0.022	0.069

TAB. C.1: Tableau récapitulatif des supernovae proches utilisées

[†] Ascension droite et déclinaison.

[‡] Nombre d'observation dans la bande.

[◇] Phase de la première observation en nombre de jours par rapport au maximum.

[‡] Décalage vers le rouge observé.

[□] Décalage vers le rouge corrigé pour le mouvement de notre Galaxie par rapport au CMB. La correction a été faite en utilisant NED : <http://nedwww.ipac.caltech.edu/>.

[♣] $E(B - V)$ calculé à partir des cartes de Schlegel, Finkbeiner & Davis (1998).

^a Issues de Hamuy et al. (1996b).

^b Issues de Riess et al. (1999).

^c Issues de Jha (2002).

^d Issues de Leibundgut et al. (1991).

^e Sources diverses.

Sn	$J D_{max}$	U	B	V	s	K_{UU}	K_{BB}	K_{VV}	A_U	A_B	A_V	χ^2/dof
1980O	48076.74(0.54)	—	16.21 (0.07)	16.28 (0.05)	1.01 (0.02)	—	-0.00 (0.02)	0.01 (0.02)	—	0.37 (0.06)	0.28 (0.04)	0.49
1990af	48196.53(0.11)	—	17.75 (0.03)	17.74 (0.03)	1.71 (0.01)	—	-0.03 (0.02)	0.01 (0.02)	—	0.14 (0.02)	0.11 (0.02)	0.73
1992P	48717.17(0.03)	—	15.99 (0.03)	16.10 (0.03)	1.18 (0.00)	—	0.00 (0.02)	0.01 (0.02)	—	0.08 (0.01)	0.06 (0.01)	1.03
1992ae	48804.22(0.62)	—	18.40 (0.05)	18.40 (0.04)	0.90 (0.02)	—	-0.04 (0.02)	0.04 (0.02)	—	0.14 (0.02)	0.11 (0.02)	0.79
1992ag	48807.07(0.39)	—	16.30 (0.07)	16.16 (0.05)	0.92 (0.02)	—	0.00 (0.02)	0.01 (0.02)	—	0.39 (0.06)	0.30 (0.05)	3.30
1992al	48838.88(0.12)	—	14.45 (0.03)	14.56 (0.03)	0.92 (0.01)	—	0.01 (0.02)	0.01 (0.02)	—	0.14 (0.02)	0.10 (0.02)	0.47
1992aq	48833.79(1.49)	—	19.27 (0.07)	19.28 (0.04)	0.89 (0.08)	—	-0.06 (0.02)	0.09 (0.02)	—	0.05 (0.01)	0.04 (0.01)	0.56
1992bc	48913.40(0.04)	—	15.07 (0.03)	15.22 (0.03)	1.04 (0.00)	—	0.01 (0.02)	0.01 (0.02)	—	0.09 (0.01)	0.07 (0.01)	2.91
1992bg	48915.41(0.71)	—	16.66 (0.13)	16.74 (0.10)	0.94 (0.02)	—	-0.01 (0.02)	0.01 (0.02)	—	0.74 (0.12)	0.56 (0.09)	0.49
1992bh	48919.94(0.55)	—	17.59 (0.03)	17.55 (0.03)	0.99 (0.02)	—	-0.02 (0.02)	0.01 (0.02)	—	0.09 (0.01)	0.07 (0.01)	0.27
1992bl	48947.63(0.39)	—	17.28 (0.04)	17.31 (0.03)	0.78 (0.01)	—	-0.02 (0.02)	0.01 (0.02)	—	0.04 (0.01)	0.03 (0.01)	1.46
1992bo	48986.37(0.02)	—	15.75 (0.03)	15.76 (0.03)	0.75 (0.00)	—	0.01 (0.02)	0.01 (0.02)	—	0.11 (0.02)	0.08 (0.01)	0.83
1992bp	48980.88(0.01)	—	18.27 (0.05)	18.32 (0.04)	0.87 (0.00)	—	-0.04 (0.02)	0.04 (0.02)	—	0.28 (0.04)	0.21 (0.03)	1.32
1992br	48985.23(0.06)	—	19.51 (0.04)	19.37 (0.03)	0.62 (0.01)	—	-0.05 (0.02)	0.06 (0.02)	—	0.10 (0.02)	0.08 (0.01)	1.24
1992bs	48986.08(0.40)	—	18.27 (0.03)	18.29 (0.03)	0.93 (0.02)	—	-0.04 (0.02)	0.02 (0.02)	—	0.04 (0.01)	0.03 (0.01)	0.62
1993B	49003.97(0.79)	—	18.40 (0.08)	18.35 (0.05)	1.00 (0.02)	—	-0.04 (0.02)	0.03 (0.02)	—	0.32 (0.05)	0.24 (0.04)	1.51
1993H	49069.23(0.34)	—	16.78 (0.05)	16.54 (0.04)	0.69 (0.01)	—	0.00 (0.02)	0.01 (0.02)	—	0.24 (0.04)	0.18 (0.03)	1.08
1993O	49134.65(0.11)	—	17.59 (0.04)	17.67 (0.03)	0.89 (0.01)	—	-0.03 (0.02)	0.02 (0.02)	—	0.21 (0.03)	0.16 (0.03)	1.63
1993ag	49317.28(0.31)	—	17.83 (0.08)	17.76 (0.06)	0.86 (0.02)	—	-0.03 (0.02)	0.01 (0.02)	—	0.45 (0.07)	0.34 (0.06)	0.70
1994M	49475.92(0.41)	—	16.28 (0.04)	16.26 (0.03)	0.86 (0.01)	—	0.00 (0.02)	0.01 (0.02)	—	0.09 (0.01)	0.07 (0.01)	1.27
1994S	49518.95(0.27)	—	14.73 (0.03)	14.84 (0.03)	0.92 (0.02)	—	0.01 (0.02)	0.01 (0.02)	—	0.08 (0.01)	0.06 (0.01)	2.10
1994T	49510.72(0.69)	—	17.16 (0.06)	17.12 (0.04)	0.84 (0.02)	—	-0.01 (0.02)	0.01 (0.02)	—	0.12 (0.02)	0.09 (0.01)	6.75
1995E	49775.40(0.36)	—	16.72 (0.03)	16.01 (0.03)	0.94 (0.02)	—	0.01 (0.02)	0.01 (0.02)	—	0.11 (0.02)	0.08 (0.01)	0.45
1995ac	49993.08(0.20)	—	17.02 (0.04)	17.08 (0.03)	1.04 (0.01)	—	-0.03 (0.02)	0.01 (0.02)	—	0.17 (0.03)	0.13 (0.02)	1.66
1995ak	50021.95(0.04)	—	15.96 (0.04)	15.98 (0.03)	0.86 (0.00)	—	0.00 (0.02)	0.01 (0.02)	—	0.15 (0.03)	0.12 (0.02)	1.38
1995bd	50086.96(0.06)	—	15.29 (0.32)	15.08 (0.24)	1.01 (0.01)	—	0.01 (0.02)	0.01 (0.02)	—	2.01 (0.32)	1.51 (0.24)	5.96
1996C	50130.47(0.66)	—	16.67 (0.04)	16.64 (0.03)	1.01 (0.02)	—	-0.00 (0.02)	0.01 (0.02)	—	0.05 (0.01)	0.04 (0.01)	2.96
1996ab	50223.54(0.06)	—	19.43 (0.03)	19.52 (0.03)	0.96 (0.01)	—	-0.11 (0.02)	0.11 (0.02)	—	0.13 (0.02)	0.10 (0.02)	1.53
1996bl	50377.13(0.19)	—	16.67 (0.06)	16.69 (0.05)	0.93 (0.01)	—	-0.01 (0.02)	0.01 (0.02)	—	0.37 (0.06)	0.28 (0.04)	1.19
1996bo	50387.81(0.06)	—	15.86 (0.05)	15.54 (0.04)	0.86 (0.01)	—	0.01 (0.02)	0.01 (0.02)	—	0.31 (0.05)	0.24 (0.04)	3.55
1997E	50468.76 (0.10)	14.76 (0.10)	15.10 (0.08)	15.09 (0.06)	0.78 (0.01)	-0.06 (0.02)	0.01 (0.02)	0.01 (0.02)	0.59 (0.10)	0.50 (0.08)	0.38 (0.06)	3.94
1997dg	50720.71 (0.44)	16.36 (0.07)	16.80 (0.06)	16.87 (0.04)	0.91 (0.02)	-0.13 (0.02)	-0.01 (0.02)	0.01 (0.02)	0.37 (0.06)	0.31 (0.05)	0.24 (0.04)	1.99
1998V	50892.67 (0.21)	14.68 (0.15)	15.11 (0.13)	15.15 (0.10)	0.94 (0.01)	-0.07 (0.02)	0.01 (0.02)	0.01 (0.02)	0.94 (0.15)	0.79 (0.13)	0.60 (0.10)	4.11
1998ab	50914.63 (0.04)	15.50 (0.03)	16.03 (0.03)	16.04 (0.02)	0.92 (0.01)	-0.11 (0.02)	-0.00 (0.02)	0.01 (0.02)	0.08 (0.01)	0.07 (0.01)	0.05 (0.01)	4.34
1998bp	50936.60 (0.04)	15.20 (0.06)	15.34 (0.05)	15.10 (0.04)	0.64 (0.01)	-0.05 (0.02)	0.01 (0.02)	0.01 (0.02)	0.36 (0.06)	0.31 (0.05)	0.23 (0.04)	9.39
1998de	51026.95(0.03)	17.99 (0.06)	17.34 (0.04)	16.71 (0.04)	0.62 (0.00)	-0.07 (0.02)	0.01 (0.02)	0.01 (0.02)	0.27 (0.04)	0.23 (0.04)	0.17 (0.03)	9.65
1998ef	51114.12 (0.03)	14.59 (0.06)	14.84 (0.05)	14.93 (0.04)	0.86 (0.00)	-0.07 (0.02)	0.01 (0.02)	0.01 (0.02)	0.35 (0.06)	0.29 (0.05)	0.22 (0.04)	6.97
1998es	51143.54 (0.07)	13.32 (0.04)	13.81 (0.03)	13.78 (0.03)	1.05 (0.01)	-0.05 (0.02)	0.01 (0.02)	0.01 (0.02)	0.15 (0.02)	0.13 (0.02)	0.10 (0.02)	2.62
1999aa	51233.14 (0.03)	14.19 (0.04)	14.71 (0.03)	14.83 (0.03)	1.07 (0.00)	-0.06 (0.02)	0.01 (0.02)	0.01 (0.02)	0.19 (0.03)	0.16 (0.03)	0.12 (0.02)	5.92
1999cc	51315.88 (0.23)	16.48 (0.04)	16.78 (0.03)	16.81 (0.03)	0.81 (0.01)	-0.12 (0.02)	-0.01 (0.02)	0.01 (0.02)	0.11 (0.02)	0.09 (0.01)	0.07 (0.01)	1.79
1999dq	51436.49 (0.04)	13.94 (0.09)	14.39 (0.07)	14.36 (0.06)	1.02 (0.00)	-0.06 (0.02)	0.01 (0.02)	0.01 (0.02)	0.53 (0.08)	0.44 (0.07)	0.34 (0.05)	2.90
1999ee	51470.33 (0.01)	14.76 (0.03)	14.84 (0.02)	14.64 (0.02)	1.03 (0.00)	-0.05 (0.02)	0.01 (0.02)	0.01 (0.02)	0.10 (0.01)	0.08 (0.01)	0.06 (0.01)	11.41
1999gp	51550.24 (0.01)	15.45 (0.05)	16.01 (0.04)	16.02 (0.03)	1.14 (0.00)	-0.10 (0.02)	-0.00 (0.02)	0.01 (0.02)	0.27 (0.04)	0.23 (0.04)	0.17 (0.03)	6.21
2000cf	51674.63 (0.65)	16.81 (0.07)	17.06 (0.04)	17.10 (0.03)	0.84 (0.02)	-0.14 (0.02)	-0.01 (0.02)	0.01 (0.02)	0.15 (0.02)	0.13 (0.02)	0.10 (0.02)	0.95
2000cn	51707.78 (0.04)	16.52 (0.05)	16.57 (0.04)	16.43 (0.04)	0.75 (0.01)	-0.09 (0.02)	0.00 (0.02)	0.01 (0.02)	0.27 (0.04)	0.23 (0.04)	0.17 (0.03)	5.54
2000dk	51813.01 (0.05)	15.04 (0.06)	15.35 (0.05)	15.34 (0.04)	0.73 (0.01)	-0.07 (0.02)	0.01 (0.02)	0.01 (0.02)	0.33 (0.05)	0.28 (0.04)	0.21 (0.03)	3.91
2000fa	51893.40 (0.07)	15.75 (0.06)	15.92 (0.05)	15.89 (0.04)	1.04 (0.01)	-0.09 (0.02)	0.00 (0.02)	0.01 (0.02)	0.33 (0.05)	0.28 (0.04)	0.21 (0.03)	17.63

Tab. C.2: Tableau récapitulatif des supernovae proches utilisées

Références

- Abusaidi R., Akerib D.S., Barnes P.D. et al. (2000), *Exclusion Limits on the WIMP-Nucleon Cross Section from the Cryogenic Dark Matter Search*, Physical Review Letters, **84**, pp. 5699–5703.
- Aguirre A.N. (1999a), *Dust versus Cosmic Acceleration*, ApJ, **512**, pp. 19–22.
- Aguirre A.N. (1999b), *Intergalactic Dust and Observations of Type IA Supernovae*, ApJ, **525**, pp. 583–593.
- Alard C. (2000), *Image subtraction using a space-varying kernel*, A&AS, **144**, pp. 363–370.
- Alard C. & Lupton R.H. (1998), *A Method for Optimal Image Subtraction*, ApJ, **503**, p. 325.
- Aldering G., Adam G., Antilogus P. et al. (2002), *Overview of the Nearby Supernova Factory*, in *Survey and Other Telescope Technologies and Discoveries. Edited by Tyson, J. Anthony; Wolff, Sidney. Proceedings of the SPIE, Volume 4836, pp. 61-72 (2002).* (2002).
- Anderson J. & King I.R. (2003), *An Improved Distortion Solution for the Hubble Space Telescope's WFPC2*, PASP, **115**, pp. 113–131.
- Astier P. (2000), *Can luminosity distance measurements probe the equation of state of dark energy ?*, Phys. Lett. B, **500**, pp. 8–15.
- Bahcall N.A., Ostriker J.P., Perlmutter S. et al. (1999), *The Cosmic Triangle : Revealing the State of the Universe*, Science, **284**, p. 1481, astro-ph/9906463.
- Begeman K.G. (1987), Ph.D. thesis, University of Groningen.
- Benítez N., Riess A., Nugent P. et al. (2002), *The Magnification of SN 1997ff, the Farthest Known Supernova*, ApJ, **577**, pp. L1–L4.
- Bennett C.L., Hill R.S., Hinshaw G. et al. (2003), *First-Year Wilkinson Microwave Anisotropy Probe (WMAP) Observations : Foreground Emission*, ApJS, **148**, pp. 97–117.
- Benoît A., Ade P., Amblard A. et al. (2003), *Cosmological constraints from Archeops*, A&A, **399**, pp. L25–L30.
- Bertin E. & Arnouts S. (1996), *SExtractor : Software for source extraction*, AAS, **117**, pp. 393–404.
- Bessell M.S. (1990), *UBVRI passbands*, PASP, **102**, pp. 1181–1199.
- Bessell M.S. (1995), *UBVRI Systems : Resolving Different Versions*, PASP, **107**, p. 672.
- Blanc G. (2002), *Recherche et étude de supernovae, Mesure du taux d'explosion.*, thèse de Doctorat, Université Paris XI.
- Cappellaro E., Evans R. & Turatto M. (1999), *A new determination of supernova rates and a comparison with indicators for galactic star formation*, AA, **351**, p. 459.
- Cardelli J.A., Clayton G.C. & Mathis J.S. (1989), *The relationship between infrared, optical, and ultraviolet extinction*, ApJ, **345**, pp. 245–256.
- Caroll S.M., Press W.H. & Turner E.L. (1992), *The cosmological constant*, ARA&A, **30**, p. 499.

- Contardo G., Leibundgut B. & Vacca W.D. (2000), *Epochs of maximum light and bolometric light curves of type Ia supernovae*, AA, **359**, p. 876.
- Cousins A.W.J. (1976), *VRI standards in the E regions.*, MmRAS, **81**, pp. 25–36.
- Davis M., Efstathiou G., Frenk C.S. et al. (1985), *The evolution of large-scale structure in a universe dominated by cold dark matter*, ApJ, **292**, pp. 371–394.
- Diu B., Guthmann C., Lederer D. et al., *Eléments de physique statique* (Editions Hermann 1987), ISBN 2 7056 6065 8.
- Dodelson S., Narayanan V.K., Tegmark M. et al. (2002), *The Three-dimensional Power Spectrum from Angular Clustering of Galaxies in Early Sloan Digital Sky Survey Data*, ApJ, **572**, pp. 140–156, astro-ph/0107421.
- Dolphin A.E. (2000a), *The Charge-Transfer Efficiency and Calibration of WFPC2*, PASP, **112**, pp. 1397–1410.
- Dolphin A.E. (2000b), *WFPC2 Stellar Photometry with HSTPHOT*, PASP, **112**, pp. 1383–1396.
- Efstathiou G., Moody S., Peacock J.A. et al. (2002), *Evidence for a non-zero Λ and a low matter density from a combined analysis of the 2dF Galaxy Redshift Survey and cosmic microwave background anisotropies*, MNRASLetters, **330**, pp. 29–35.
- Fabbro S. (2001), *Photométrie de supernovae de type Ia et implications cosmologiques*, thèse de Doctorat, Université Paris VI.
- Fitzpatrick E.L. (1999), *Correcting for the Effects of Interstellar Extinction*, PASP, **111**, pp. 63–75.
- Fixsen D.J., Cheng E.S., Gales J.M. et al. (1996), *The Cosmic Microwave Background Spectrum from the Full COBE FIRAS Data Set*, ApJ, **473**, p. 576.
- Freedman W.L., Madore B.F., Gibson B.K. et al. (2001), *Final Results from the Hubble Space Telescope Key Project to Measure the Hubble Constant*, ApJ, **553**, pp. 47–72.
- Gamezo V.N., Khokhlov A.M., Oran E.S. et al. (2003), *Thermonuclear Supernovae : Simulations of the Deflagration Stage and Their Implications*, Science, **299**, pp. 77–81.
- Gibson B.K. & Stetson P.B. (2001), *Supernova 1991T and the Value of the Hubble Constant*, ApJ, **547**, pp. L103–L106.
- Goldhaber G., Groom D.E., Kim A. et al. (2001), *Timescale Stretch Parameterization of Type Ia Supernova B-Band Light Curves*, ApJ, **558**, pp. 359–368.
- Goliath M., Amanullah R., Astier P. et al. (2001), *Supernovae and the nature of the dark energy*, A&A, **380**, pp. 6–18.
- Gourgoulhon E., *Objects Compacts* (1999).
- Hachisu I. (2001), *Evolution of binaries producing Type Ia supernovae, luminous supersoft X-ray sources, and recurrent novae*, in B. Gaensicke, K. Beuermann, K. Reinsch & A.C. Series, eds., *The Physics of Cataclysmic Variables and Related Objects* (2001), astro-ph/0110263.
- Hamuy M., Maza J., Phillips M.M. et al. (1993), *The 1990 Calan/Tololo Supernova Search*, AJ, **106**, pp. 2392–2407.
- Hamuy M., Phillips M.M., Suntzeff N.B. et al. (1996a), *The Absolute Luminosities of the Calan/Tololo Type Ia Supernovae*, AJ, **112**, p. 2391.
- Hamuy M., Phillips M.M., Suntzeff N.B. et al. (1996b), *BVRI Light Curves for 29 Type IA Supernovae*, AJ, **112**, p. 2408.
- Hardin D., Afonso C., Alard C. et al. (2000), *Type Ia supernova rate at $z \sim 0.1$* , AA, **362**, p. 419, (The EROS Collaboration).

- Hillebrandt W. & Niemeyer J.C. (2000), *Type Ia Supernova Explosion Models*, ARA&A, **38**, pp. 191–230.
- Höeflich P., Wheeler J.C. & Thielemann F.K. (2003), *Models for Type Ia Supernovae and Cosmology*, To be published, astro-ph/0301334.
- Holtzman J.A., Burrows C.J., Casertano S. et al. (1995a), *The Photometric Performance and Calibration of WFPC2*, PASP, **107**, p. 1065.
- Holtzman J.A., Hester J.J., Casertano S. et al. (1995b), *The performance and calibration of WFPC2 on the Hubble Space Telescope*, PASP, **107**, pp. 156–178.
- Howell D.A., Höeflich P., Wang L. et al. (2001), *Evidence for Asphericity in a Subluminous Type Ia Supernova : Spectropolarimetry of SN 1999by*, ApJ, **556**, p. 302.
- Hoyle F. & Fowler W. (1960), *Nucleosynthesis in Supernovae*, ApJ, **132**, p. 565.
- Hubble E. & Humason M.L. (1931), *The Velocity-Distance Relation among Extra-Galactic Nebulae*, ApJ, **74**, p. 43.
- Huterer D. (2002), *Weak lensing and dark energy*, Phys. Rev. D, **65**, p. 63001.
- Irwin M.J. (1985), *Automatic analysis of crowded fields*, MNRAS, **214**, pp. 575–604.
- Jaffe A.H., Ade P.A., Balbi A. et al. (2001), *Cosmology from MAXIMA-1, BOOMERANG, and COBE DMR Cosmic Microwave Background Observations*, Phys. Rev. Lett., **86**, pp. 3475–3479.
- Jenkins A., Frenk C.S., Pearce F.R. et al. (1998), *Evolution of Structure in Cold Dark Matter Universes*, ApJ, **499**, p. 20.
- Jha S. (2002), *Exploding Stars, Near and Far*, thèse de Doctorat, Harvard University.
- Jha S., Garnavich P.M., Kirshner R.P. et al. (1999), *The Type IA Supernova 1998BU in M96 and the Hubble Constant*, ApJS, **125**, p. 73.
- Johnson H.L. & Morgan W.W. (1951), *On the Color-Magnitude Diagram of the Pleiades.*, ApJ, **114**, p. 522.
- Johnson H.L. & Morgan W.W. (1953), *Fundamental stellar photometry for standards of spectral type on the revised system of the Yerkes spectral atlas*, ApJ, **117**, p. 313.
- Kasen D., Nugent P., Wang L. et al. (2003), *Analysis of the Flux and Polarization Spectra of the Type Ia Supernova SN 2001el : Exploring the Geometry of the High-Velocity Ejecta*, ApJ, **593**, pp. 788–808.
- Kirkman D., Tytler D., Suzuki N. et al. (2003), *THE COSMOLOGICAL BARYON DENSITY FROM THE DEUTERIUM TO HYDROGEN RATIO TOWARDS QSO ABSORPTION SYSTEMS : D/H TOWARDS Q1243+3047*, ApJTo be published, astro-ph/0302006.
- Knop R. & et al. (2003), *New Constrains on Ω_M , Ω_Λ , and w from an Independent Set of Eleven High-Redshift Supernovae Observed with HST*, ApJTo be published.
- Krauss L.M. (2001), *Space, Time and Matter : Cosmological Parameters 2001*, in *Identification of Dark Matter* (2001).
- Landolt A.U. (1983), *UBVRI photometric standard stars around the celestial equator*, AJ, **88**, p. 439.
- Landolt A.U. (1992), *UBVRI photometric standard stars in the magnitude range 11.5-16.0 around the celestial equator*, AJ, **104**, p. 340.
- Lasserre T., Afonso C., Albert J.N. et al. (2000), *Not enough stellar mass Machos in the Galactic halo*, A&A, **355**, pp. L39–L42.
- Leibundgut B. (2000), *Type Ia Supernovae*, A&A Rev., **125**, p. 73.
- Leibundgut B., Tammann G.A., Cadonau R. et al. (1991), *Supernova studies. VII - an atlas of light curves of supernovae type I*, A&AS, **89**, pp. 537–579.

- Lemaître G. (1931), *Expansion of the universe, The expanding universe*, MNRAS, **91**, pp. 490–501.
- Léna P., *Astrophysique, Méthodes physiques de l'observation* (InterEditions/Editions du CNRS 1986), ISBN 2-7296-0138-4.
- Mörtsell E., Goobar A. & Bergström L. (2001a), *Determining the Fraction of Compact Objects in the Universe Using Supernova Observations*, ApJ, **559**, pp. 53–58.
- Mörtsell E., Gunnarsson C. & Goobar A. (2001b), *Gravitational Lensing of the Farthest Known Supernova SN 1997ff*, ApJ, **561**, pp. 106–110.
- Montmerle T. & Prantzos N., *Soleils ÃlclatÃls, Les supernovae* (Press du CNRS 1988), ISBN 2 87682 018 8.
- Naylor T. (1998), *An optimal extraction algorithm for imaging photometry*, MNRAS, **296**, pp. 339–346.
- Nobili S., Goobar A., Knop R. et al. (2003), *The intrinsic colour dispersion in Type Ia supernovae*, A&A, **404**, pp. 901–912.
- Nomoto K. & et al. (2000), *Type Ia supernova Progenitors, Environmental Effects, and Cosmic Supernova Rates*, in *Type Ia Supernovae, Theory and Cosmology. Edited by J. C. Niemeyer and J. W. Truran. Published by Cambridge University Press, 2000.*, p.63 (2000).
- Nomoto K., Thielemann F.K. & Yokoi K. (1984), *Accreting white dwarf models of Type I supernovae. III - Carbon deflagration supernovae*, ApJ, **286**, pp. 644–658.
- Nugent P., Baron E., Hauschildt P.H. et al. (1995), *Spectrum Synthesis of the Type IA supernovae 1992A and 1981B*, ApJ, **441**, p. 33.
- Nugent P., Kim A. & Perlmutter S. (2002), *K-Corrections and Extinction Corrections for Type Ia Supernovae*, PASP, **114**, pp. 803–819.
- Pain R., Fabbro S., Sullivan M. et al. (2002), *The Distant Type Ia Supernova Rate*, ApJ, **577**, pp. 120–132, (The Supernova Cosmology Project).
- Pain R., Hook I.M., Deustua S. et al. (1996), *The Type IA Supernova Rate at Z approximately 0.4*, ApJ, **473**, p. 356.
- Peebles P.J.E. (1982), *Large-scale background temperature and mass fluctuations due to scale-invariant primeval perturbations*, ApJ, **263**, pp. L1–L5.
- Perlmutter S., Aldering G., Goldhaber G. et al. (1999), *Measurements of Omega and Lambda from 42 High-Redshift Supernovae*, ApJ, **517**, p. 565.
- Perlmutter S., Aldering G., della Valle M. et al. (1998), *Discovery of a supernova explosion at half the age of the universe*, Nature, **391**, p. 51.
- Phillips M.M. (1993), *The absolute magnitudes of type Ia supernovae*, apjl, **413**, p. 105.
- Phillips M.M., Lira P., Suntzeff N.B. et al. (1999), *The Reddening-free Decline Rate versus Luminosity Relationship for Type Ia Supernovae*, AJ, **118**, pp. 1766–1776.
- Pogson N. (1856), *Magnitudes of Thirty-six of the Minor Planets for the first day of each month of the year 1857*, MNRAS, **17**, pp. 12–15.
- Regnault N. (2000), *Recherche de supernovæ avec EROS 2 : Étude photométrique de SN Ia proches et mesure de Ho*, thèse de Doctorat, Université Paris 7.
- Reinecke M., Hillebrandt W. & Niemeyer J.C. (2002), *Three-dimensional simulations of type Ia supernovae*, A&A, **391**, pp. 1167–1172, astro-ph/0206459.
- Riess A.G., Filippenko A.V., Challis P. et al. (1998), *Observational Evidence from Supernovae for an Accelerating Universe and a Cosmological Constant*, AJ, **116**, p. 1009.
- Riess A.G., Kirshner R.P., Schmidt B.P. et al. (1999), *BVRI Light Curves for 22 Type IA Supernovae*, AJ, **117**, p. 707.

- Riess A.G., Nugent P.E., Gilliland R.L. et al. (2001), *The Farthest Known Supernova : Support for an Accelerating Universe and a Glimpse of the Epoch of Deceleration*, ApJ, **560**, pp. 49–71.
- Roos F. & James M., *MINUIT, Function Minimization and Error Analysis* (CERN 1994), CERN D506 (Long Writeup). Available from the CERN Program Library Office, CERN-IT Division, CERN, CH-1211, Geneva 21, Switzerland.
- Ruiz-Lapuente P., Jeffery D.J., Challis P.M. et al. (1993), *A Possible Low-Mass Type-Ia Supernova*, Nature, **365**, p. 728.
- Saha A., Sandage A., Tammann G.A. et al. (2001), *Cepheid calibration of the peak brightness of type Ia supernovae XI. Sn 1998ap in NGC 3982*, ApJ, **562**, pp. 314–336.
- Schlegel D.J., Finkbeiner D.P. & Davis M. (1998), *Maps of Dust Infrared Emission for Use in Estimation of Reddening and Cosmic Microwave Background Radiation Foregrounds*, ApJ, **500**, p. 525.
- Schmidt B.P., Suntzeff N.B., Phillips M.M. et al. (1998), *The High-Z Supernova Search : Measuring Cosmic Deceleration and Global Curvature of the Universe Using Type Ia Supernovae*, ApJ, **507**, pp. 46–63.
- Smoot G.F., Bennett C.L., Kogut A. et al. (1992), *Structure in the COBE differential microwave radiometer first-year maps*, ApJ, **396**, pp. L1–L5.
- Spergel D.N., Verde L., Peiris H.V. et al. (2003), *First-Year Wilkinson Microwave Anisotropy Probe (WMAP) Observations : Determination of Cosmological Parameters*, ApJS, **148**, pp. 175–194.
- Sterken C. & Manfroid J., *Astronomical photometry. A guide* (Astrophysics and Space Science Library, Dordrecht : Kluwer, |c1992 1992).
- Sullivan M., Ellis R.S., Aldering G. et al. (2003), *The Hubble diagram of type Ia supernovae as a function of host galaxy morphology*, MNRAS, **340**, pp. 1057–1075.
- Tammann G.A., Löffler W. & Schöder A. (1994), *The galactic supernova rate*, ApJS, **92**, p. 487.
- Thomas P.A., Colberg J.M., Couchman H.M.P. et al. (1998), *The structure of galaxy clusters in various cosmologies*, MNRAS, **296**, pp. 1061–1071.
- Tonry J.L. & et al (2003), *Cosmological results from High-Z supernovae*, AJ, to be published.
- Turner M.S. (2001), *A cosmic perspective from Lapland in 2001*, in *To be published* (2001).
- van Dokkum P.G. (2001), *Cosmic-Ray Rejection by Laplacian Edge Detection*, PASP, **113**, pp. 1420–1427.
- Wang L., Baade D., Höflich P. et al. (2003), *Spectropolarimetry of SN 2001el in NGC 1448 : Asphericity of a Normal Type Ia Supernova*, ApJ, **591**, pp. 1110–1128.
- Weinberg S., *Gravitation and cosmology : Principles and applications of the general theory of relativity* (New York : Wiley, |c1972 1972).
- White S.D.M., Efstathiou G. & Frenk C.S. (1993), *The amplitude of mass fluctuations in the universe*, MNRAS, **262**, pp. 1023–1028.